

D. DASCĂLU
M. PROFIRESCU

A. RUSU
I. COSTEA

DISPOZITIVE ȘI CIRCUITE ELECTRONICE

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ BUCUREȘTI-1982

Lucrarea a fost analizată și aprobată de colectivul Catedrei de dispozitive, circuite și aparate electronice, de Consiliul profesoral al Facultății de Electronică și Telecomunicații și de Biroul Senatului Institutului Politehnic București.

Redactor: ing MONICA URSEA
Tehnoredactor: ION MIREA
Grafician: VICTOR WEGEMAN

PREFAȚĂ

Lucrarea de față reprezintă cursul de Dispozitive și circuite electronice predat la anii II și III ai Facultății Electronică și Telecomunicații (ingineri). Acest curs apare pentru prima oară în forma sa completă. El a fost elaborat de un grup de cadre didactice din Catedra de dispozitive, circuite și aparate electronice a Institutului Politehnic București. Contribuția autorilor, este următoarea: conf. dr. ing. D. Dascălu — capitolele 1, 5 (parțial), 6, 9, 12, 13, 14, 16, 17; ș.l. dr. ing. A. Rusu — capitolele 2, 3, 4, 7, 10; ș.l. dr. ing. M. D. Profirescu — capitolele 8, 11, 15; ș. l. dr. ing. **I. Costea** — capitolul 5 (parțial).

Cursul „Dispozitive și circuite electronice” prezintă fenomenele fizice care stau la baza principalelor dispozitive semiconductoare, comportarea acestor dispozitive în circuite, precum și circuitele de bază care realizează anumite funcții electronice.

Conceptul de model de circuit al dispozitivului este esențial. Acest model este puntea strict necesară care duce de la înțelegerea fenomenelor electronice în semiconductoare la înțelegerea fenomenelor electrice din circuitele electronice.

O altă idee importantă este aceea a strinsei interdependențe dispozitiv — circuit. Un circuit bine conceput maschează „defectele” dispozitivului semiconductor și îi exploatează „calitățile”. Dispersia parametrilor de la un exemplar la altul și depedența acestor parametri de condițiile de funcționare sînt într-adevăr defecte majore ale dispozitivelor semiconductoare. Este interesant că unele din aceste defecte apar atenuate în circuitele integrate.

Circuitele integrate ca atare nu fac obiectul cursului de față. S-a urmărit însă ca prezentarea modelelor și a circuitelor elementare să pregătească înțelegerea schemelor de circuite integrate.

•

Autorii apreciază contribuția întregului colectiv de cadre didactice care lucrează la „Dispozitive și circuite electronice” la înnoirea continuă a acestei discipline. Observațiile colegilor de catedră și în special ale ș.l. dr. ing. Anca Manolescu și ș.l. ing. I. Mihuț au fost de o reală utilitate.

AUTORII

TABLA DE MATERII

Cap. 1. INTRODUCERE	13
1.1. <i>Obiectul cursului</i>	13
1.2. <i>Proprietățile dispozitivelor electronice</i>	14
1.3. <i>Studiul circuitelor electronice</i>	16
Cap. 2. NOȚIUNI DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR	19
2.1. <i>Introducere</i>	19
2.2. <i>Teoria de benzi energetice a corpului solid</i>	20
2.3. <i>Electroni și goluri în semiconductoare</i>	22
2.4. <i>Statistica purtătorilor de sarcină</i>	23
2.5. <i>Fenomene de transport</i>	25
2.5.1. <i>Curenți de câmp</i>	26
2.5.2. <i>Curenți de difuzie</i>	28
2.5.3. <i>Ecuatiile curenților în semiconductoare</i>	28
2.6. <i>Generarea și recombinarea purtătorilor de sarcină</i>	29
2.7. <i>Ecuatii de continuitate</i>	31
2.8. <i>Ecuatiile de bază ale dispozitivelor semiconductoare</i>	31
Cap. 3. JONCTIUNEA pn	33
3.1. <i>Introducere</i>	33
3.2. <i>Joncțiunea pn la echilibru termic</i>	33
3.3. <i>Caracteristica statică a joncțiunii pn</i>	37
3.3.1. <i>Fenomene fizice în joncțiunea pn polarizată electric</i>	37
3.3.2. <i>Determinarea caracteristicii statice</i>	39
3.3.3. <i>Efectul suprafeței semiconductorului asupra caracteristicii statice</i>	46
3.3.4. <i>Efecte la nivel mare de injecție</i>	47
3.3.5. <i>Străpungerea joncțiunii pn</i>	48
3.3.6. <i>Dependența de temperatură a caracteristicii statice</i>	50
3.4. <i>Regimul dinamic al joncțiunii pn</i>	51
3.4.1. <i>Răspunsul joncțiunii la semnal mic și joasă frecvență</i>	52
3.4.2. <i>Circuitul echivalent de semnal mic al joncțiunii în regim nestabilizat</i>	54
3.5. <i>Diode semiconductoare realizate pe baza joncțiunii pn</i>	57
3.5.1. <i>Diode redresoare</i>	58
3.5.2. <i>Diode detectoare</i>	58
3.5.3. <i>Diode de comutație</i>	58
3.5.4. <i>Diode varicap</i>	59
3.5.5. <i>Diode stabilizatoare (Zener)</i>	59
3.5.6. <i>Diode tunel</i>	59
3.6. <i>Circuite cu diode semiconductoare</i>	60
Cap. 4. CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR	63
4.1. <i>Diagrama energetică a semiconductorului în vecinătatea suprafeței</i>	63
4.2. <i>Diagrama energetică a contactului metal-semiconductor la echilibru termic</i>	65

4.3. Caracteristica statică a contactului metal-semiconductor	66
4.4. Diode Schottky.	67
Cap. 5. TRANZISTORUL BIPOLAR	69
5.1. Introducere	69
5.1.1. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici.	69
5.1.2. Principiul de funcționare (efectul de tranzistor)	71
5.1.3. Construcția tranzistoarelor bipolare	73
5.2. Relații între curenți prin tranzistor	74
5.2.1. Componentele curenților prin tranzistor	74
5.2.2. Eficiența emitorului	76
5.2.3. Factorul de transport	78
5.2.4. Descrierea funcționării tranzistorului în regiunea activă normală	78
5.3. Teoria tranzistorului în regim staționar, la nivele mici de injecție	80
5.3.1. Modelul folosit în calcule	80
5.3.2. Distribuția purtătorilor minoritari în bază	81
5.3.3. Expresia curenților prin tranzistor	82
5.3.4. Modularea grosimii bazei (efectul Early)	84
5.3.5. Efectul generării și recombinării în regiunea de trecere	85
5.4. Modelul Ebers-Moll	87
5.4.1. Model cu generatoare de curent controlate de curenții la borne	87
5.4.2. Model cu generatoare de curent comandate de curenții prin diode	88
5.4.3. Determinarea experimentală a parametrilor	89
5.4.4. Efectul rezistenței distribuite a bazei	90
5.4.5. Modelarea tranzistorului în diverse regiuni de lucru	90
5.4.6. Modelul Ebers-Moll pentru un tranzistor npn	91
5.5. Caracteristicile statice ale tranzistorului bipolar	92
5.5.1. Caracteristicile statice în conexiunea bază comună (BC)	92
5.5.2. Caracteristicile statice în conexiunea emitor comun (EC)	95
5.5.3. Polarizarea tranzistorului într-un punct dat de funcționare, în regiunea activă normală	97
5.5.4. Tranzistorul în scheme de comutație — limitări la tensiuni mici	102
5.5.5. Tensiuni tipice pe joncțiunile tranzistorului.	104
5.5.6. Multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului	106
5.6. Limitări în funcționare datorită variației temperaturii și disipației de putere	109
5.6.1. Limitări în temperatura de stocare și cea de funcționare	109
5.6.2. Variația caracteristicilor electrice cu temperatura	109
5.6.3. Stabilizarea punctului static de funcționare în raport cu variațiile de temperatură	111
5.6.4. Alegerea elementelor rețelei de polarizare	114
5.6.5. Compensarea termică	114
5.6.6. Ambalarea termică	117
5.6.7. Instabilități interne. Străpungerea secundară	119
5.7. Tranzistorul în regim dinamic, modelul de control prin sarcină	121
5.7.1. Funcționarea în regim dinamic	121
5.7.2. Sarcina stocată în baza neutră a tranzistorului	121
5.7.3. Validitatea modelului de control prin sarcină în regim variabil.	124
5.7.4. Sarcina stocată în regiunile de sarcină spațială	125
5.7.5. Observații finale	127
5.8. Circuitul echivalent „natural” pentru funcționarea la semnale mici	127
5.8.1. Modelarea răspunsului la semnal mic pe baza fenomenelor care au loc în regiunile neutre	127

5.8.2. Completarea circuitului echivalent al tranzistorului	130
5.8.3. Efectul modulării grosimii bazei	132
5.9. <i>Exemple de utilizare a circuitului echivalent la frecvențe joase</i>	135
5.9.1. Etaj de amplificare cu emitorul comun	135
5.9.2. Caracteristica dinamică și limitarea amplitudinii semnalului	137
5.9.3. Alegerea punctului static de funcționare	140
5.9.4. Analiza regimului dinamic la semnale mici al unui circuit cu tranzistoare	142
5.9.5. Teorema Miller și duala sa	144
5.10. <i>Tranzistorul la înaltă frecvență</i>	147
5.10.1. Amplificarea de curent în scurtcircuit (conexiunea emitor comun)	147
5.10.2. Produsul amplificare-bandă	149
5.11. <i>Determinarea experimentală a parametrilor circuitului echivalent natural</i>	151
5.11.1. Parametrii de cuadripol	151
5.11.2. Parametrii hibridi	153
5.11.3. Determinarea elementelor circuitului echivalent	156
Cap. 6. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÂMP CU JONCTIUNE	158
6.1. <i>Generalități</i>	158
6.1.1. Construcție, principiu de funcționare	158
6.1.2. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici statice	159
6.2. <i>Caracteristicile statice curent-tensiune</i>	160
6.2.1. Modelul simetric idealizat	160
6.2.2. Funcționarea la tensiuni drenă-sursă mici	160
6.2.3. Caracteristicile de drenă	162
6.2.4. Caracteristica de transfer	164
6.2.5. Efectul variației temperaturii	164
6.3. <i>Polarizarea TECJ</i>	165
6.4. <i>Circuitul echivalent de semnal mic</i>	166
6.4.1. Circuitul echivalent la frecvențe joase	166
6.4.2. Circuitul echivalent la frecvențe înalte	167
6.5. <i>Tranzistorul cu efect de câmp cu joncțiune folosit în etaje de amplificare</i>	168
6.5.1. Etaj sursă comună	169
6.5.2. Etaj drenă comună	169
Cap. 7. TRANZISTORUL MOS	171
7.1. <i>Capacitorul MOS</i>	172
7.2. <i>Inversia semiconductorului în prezența unei joncțiuni</i>	176
7.3. <i>Caracteristicile statice ale tranzistorului MOS</i>	176
7.4. <i>Tipuri de tranzistoare MOS. Simboluri</i>	180
7.5. <i>Regimul variabil de semnal mic</i>	182
7.6. <i>Alimentarea în curent continuu a tranzistoarelor MOS</i>	182
7.7. <i>Dispozitive cu transfer de sarcină</i>	184
7.7.1. Capacitorul MOS în regim de golire adâncă	185
7.7.2. Dispozitive cuplate prin sarcină (CCD) cu trei faze	186
Cap. 8. ALTE DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE CU JONCTIUNI	188
8.1. <i>Introducere</i>	188
8.2. <i>Dioda pnpn</i>	188
8.2.1. Caracteristica statică curent-tensiune	188
8.2.2. Procese fizice în dioda pnpn	190
8.2.3. Diacul	194
8.3. <i>Tiristorul</i>	195
8.3.1. Tiristorul convențional	195
8.3.2. Tiristorul tetrodă	196

8.3.3. Tiristorul bioperațional	201
8.3.4. Triacul	202
8.4. Tranzistorul unijuncțiune	204
8.4.1. Procese fizice în TUJ. Caracteristici statice	204
8.4.2. Tranzistorul unijuncțiune programabil	207
8.4.3. Tranzistorul unijuncțiune complementar	209
Cap. 9. DISPOZITIVE DE MICROUNDE	210
9.1. Generalități	210
9.2. Dispozitive Gunn	211
9.3. Diodele IMPATT	214
9.4. Dioda PIN	215
Cap. 10. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE	217
10.1. Introducere	217
10.2. Absorbția radiației electromagnetice în corpul solid	217
10.3. Dispozitive optoelectronice bazate pe efectul fotoelectric intern	220
10.3.1. Fotorezistența	220
10.3.2. Fotodioda	221
10.3.3. Fotoelementul	223
10.3.4. Fototranzistorul	224
10.3.5. Fototiristorul	224
10.4. Emisia radiației luminoase în semiconductoare	224
10.5. Dispozitive optoelectronice luminescente	225
10.5.1. Dioda electroluminescentă (LED)	225
10.5.2. Tubul catodic. Cinescopul	227
10.6. Elemente optoelectronice de afișare cu cristale lichide	229
Cap. 11. REGIMUL DE COMUTARE AL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE	
11.1. Introducere	231
11.2. Regimul de comutare al diodelor semiconductoare	233
11.2.1. Ecuația metodei sarcinii pentru joncțiunea pn	233
11.2.2. Comutarea directă a joncțiunii pn	235
11.2.3. Comutarea inversă a joncțiunii pn	237
11.3. Regimul de comutare al tranzistorului bipolar	240
11.3.1. Ecuațiile metodei sarcinii pentru tranzistorul bipolar	240
11.3.2. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea activă	241
11.3.3. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea de saturație	243
11.4. Regimul de comutare al tranzistoarelor cu efect de câmp	246
Cap. 12. ZGOMOTUL ELECTRIC	250
12.1. Natura zgomotului electric	250
12.1.1. Generalități	250
12.1.2. Zgomotul termic	251
12.1.3. Zgomotul de alicie (Schottky)	252
12.1.4. Zgomotul 1/f	252
12.2. Zgomotul în amplificatoare	253
12.2.1. Factorul de zgomot	253
12.2.2. Rezistența optimă a generatorului de semnal	253
12.3. Zgomotul dispozitivelor semiconductoare	255
12.3.1. Zgomotul tranzistorului bipolar	255
12.3.2. Zgomotul tranzistoarelor cu efect de câmp	256
Cap. 13. AMPLIFICATOARELE DE SEMNAL MIC	257
13.1. Generalități	257
13.1.1. Amplificatoare electronice	257

13.1.2. Amplificatoare de semnal mic, Distorsiuni	257
13.1.3. Clasificare	259
13.1.4. Etaje de amplificare	259
13.1.5. Cuplarea etajelor	260
13.2. Amplificatorul tratat ca un cuadripol (DIPORT)	261
13.2.1. Circuitul echivalent. Parametrii de cuadripol	261
13.2.2. Amplificatoare unilaterale	261
13.2.3. Amplificatoare ideale	264
13.2.4. O aplicație a conceptului de amplificator ideal de tensiune : circuite elementare cu amplificator operațional integrat	265
13.3. Etaje cu tranzistoare bipolare	267
13.3.1. Introducere	267
13.3.2. Etajul cu tranzistor în conexiunea emitor comun (EC)	267
13.3.3. Etaj cu sarcină distribuită	270
13.3.4. Etaj cu tranzistor în conexiunea CC (repetor pe emitor)	273
13.3.5. Etaj cu tranzistor în conexiunea bază-comună (BC)	276
13.4. Etaje compuse cu tranzistoare bipolare	278
13.4.1. Etaje compuse CC - EC și CC - CC	278
13.4.2. Etaj compus EC - BC (cascod)	281
13.4.3. Etaj compus CC - BC (cu cuplaj pe emitor)	283
13.5. Etaje cu impedanța de intrare mare	285
13.5.1. Schemă bootstrap cu tranzistor bipolar	285
13.5.2. Schemă bootstrap cu tranzistor cu efect de cîmp	287
13.5.3. Scheme cu TECJ și tranzistor bipolar	288
13.6. Etaje de amplificare compuse cu tranzistoare cu efect de cîmp	289
13.6.1. Etaj cascod cu tranzistoare cu efect de cîmp	289
13.6.2. Etaje cascod cu TEC și tranzistor bipolar	291
13.6.3. Alte amplificatoare cu TECJ și tranzistor bipolar	293
13.7. Amplificatoare selective	295
13.7.1. Etaj cu tranzistor în conexiunea EC și circuit rezonant derivație colector	295
13.7.2. Alinierea	296
13.7.3. Instabilitate	298
13.7.4. Etaj acordat cu tranzistoare cuplate prin emitor	300
Cap. 14. REACȚIA ÎN AMPLIFICATOARE	302
14.1. Proprietăți generale ale reacției negative	302
14.1.1. Amplificatoare cu reacție	302
14.1.2. Desensibilizarea amplificatorului	303
14.1.3. Efectul reacției negative asupra distorsiunilor	303
14.1.4. Efectul reacției negative asupra semnalelor parazite	303
14.1.5. Ameliorarea răspunsului în frecvență	305
14.1.6. Modificarea impedanțelor de intrare și ieșire	306
14.2. Topologia circuitelor cu reacție	307
14.2.1. Tipuri de reacție	307
14.2.2. Amplificator de tensiune cu reacție	308
14.2.3. Amplificator transimpedanță cu reacție	310
14.3. Reacția cu eșantionare în nod și comparare în nod	310
14.3.1. Descrierea cu parametri de cuadripol	310
14.3.2. Transmitența unilaterală pe bucla de reacție	311
14.3.3. Teoria reacției cu eșantionare în nod și comparare în nod	312
14.3.4. Exemple de aplicare a teoriei	314

14.4. Reacția cu eșantionare pe buclă și comparare pe buclă	317
14.4.1. Teoria generală	317
14.4.2. Problema punctului de masă	319
14.4.3. Un exemplu de circuit	319
14.5. Reacția cu eșantionare în nod și comparare pe buclă	321
14.5.1. Reacția aplicată unui amplificator de tensiune	321
14.5.2. Exemplu de aplicare a teoriei unui amplificator cu două transistoare bipolare	322
14.6. Reacția cu eșantionare pe buclă și comparare în nod	323
14.6.1. Teoria reacției serie-paralel	323
14.6.2. Exemplu de circuit cu două transistoare bipolare	326
Cap. 15. REDRESOARE ȘI STABILIZATOARE	329
15.1. Introducere	329
15.2. Redresoare monofazate	330
15.2.1. Redresor monofazat fără filtru	330
15.2.2. Redresoare dublă alternanță fără filtru	334
15.2.3. Redresoare cu filtru capacitiv	336
15.2.4. Redresoare cu filtru în π	339
15.2.5. Redresoare cu înmulțirea tensiunii	340
15.3. Stabilizatoare de tensiune	342
15.3.1. Generalități	342
15.3.2. Stabilizator parametric cu diodă stabilizatoare	342
15.3.3. Stabilizatoare cu reacție fără amplificator de eroare	343
15.4. Stabilizatoare serie cu amplificator de eroare	350
15.4.1. Înțelegerea performanțelor stabilizatorului prin reacție nega- tivă	350
15.4.2. Stabilizatoare serie cu amplificator de eroare perfecționate	353
Cap. 16. OSCILATOARE ARMONICE	360
16.1. Introducere	360
16.1.1. Generalități	360
16.1.2. Oscilatori armonici ca amplificatori cu reacție pozitivă. Relația Barkhausen	360
16.1.3. Clasificarea oscilatoarelor armonice	362
16.2. Probleme ale analizei funcționării oscilatoarelor	362
16.2.1. Teoria oscilatoarelor armonice	362
16.2.2. Exemplu de aplicare a teoriei liniare	362
16.2.3. Teoria cvasiliniară	364
16.3. Limitarea amplitudinii de oscilație	366
16.3.1. Generalități	366
16.3.2. Controlul automat al amplificării cu TEC	366
16.3.3. Elemente de control cu inerție termică	366
16.3.4. Limitarea amplitudinii cu diode	368
16.3.5. Limitarea amplitudinii prin neliniaritatea elementului amplificator	369
16.4. Oscilatoare RC	369
16.4.1. Generalități	369
16.4.2. Oscilator cu rețea Wien și amplificator de tensiune (oscilator cu punte Wien).	371
16.4.3. Oscilator cu rețea Wien și amplificator de curent	374
16.4.4. Oscilatoare cu rețea dublu T și amplificator de tensiune	376
16.5. Oscilatoare LC	379
16.5.1. Limitarea amplitudinii de oscilație în oscilatoare LC cu tranzis- toare bipolare	379

16.5.2. Oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare și cuplaj prin transformator	381
16.5.3. Oscilatoare „în trei puncte” cu tranzistoare bipolare	385
16.5.4. Polarizarea dinamică în oscilatoarele cu tranzistoare cu efect de cimp	388
16.5.5. Oscilatoare „în trei puncte” cu tranzistoare cu efect de cimp	393
16.6. Stabilitatea frecvenței de oscilație	395
16.6.1. Generalități	395
16.6.2. Stabilitatea „directă”	396
16.6.3. Stabilitatea „indirectă”. Un criteriu de stabilitate	397
16.7. Oscilatoare cu cristal de cuarț	398
16.7.1. Cristallul de cuarț	398
16.7.2. Oscilatoare care utilizează rezonanța serie	399
16.7.3. Oscilatoare care utilizează modul de rezonanță parțial	401
Cap. 17. MODULAREA ȘI DEMODULAREA ÎN AMPLITUDINE	402
17.1. Modularea în amplitudine (MA)	402
17.1.1. Spectrul semnalului MA	402
17.1.2. Sisteme de modulare în amplitudine	403
17.2. Multiplicarea analogică	405
17.2.1. O soluție de principiu	405
17.2.2. Multiplicator analogic cu TEC	408
17.3. Modularea prin „chopping”	407
17.3.1. Principiul modulării prin „chopping”	407
17.3.2. Schema cu punți de diode	409
17.4. Modularea „neliniară”	413
17.4.1. Principiul modulării neliniare	413
17.4.2. Modulador cu tranzistor cu efect de cimp	414
17.5. Modularea directă (liniară)	416
17.6. Detectorul de valoare medie	418
17.6.1. Generalități	418
17.6.2. Principiul de funcționare al detectorului de valoare medie	418
17.6.3. Circuite de detecție	419
17.7. Detectorul de vîrf	422
17.8. Detecția sincronă (corectă)	423

Anexo

Anexa 3.1. Convenții adoptate pentru simbolurile literale ale tensiunilor și curenților	427
Anexa 3.2. Efectul dopării neuniforme a bazei	429
Anexa 5.2. Domeniul de frecvențe în care este valabil circuitul echivalent natural.	430
Anexa 5.3. Dependența parametrilor circuitului echivalent natural de condițiile de lucru	434
Anexa 6.1. Teoria tranzistorului cu efect de cimp cu poartă joncțiune	436
Anexa 8.1. Alte dispozitive semiconductoare cu joncțiuni	438
Anexa 11.1. Dioda semiconductoare pentru comutare	443
Anexa 11.2. Tranzistoare bipolare pentru comutare	447
Anexa 13.1. Distorsiuni. Clase de funcționare	449
Anexa 13.2. Efectul condensatoarelor din circuit la frecvențe joase	456
Anexa 16.1. Condiția de oscilație pentru un circuit electronic	467
Anexa 16.2. Oscilatoare pe rețea dublu T modificată și amplificator de curent	484
Anexa 16.3. Limitarea amplitudinii de oscilație în oscilatoarele cu tranzistoare bipolare	465
Anexa 16.4. Proprietăți ale circuitelor rezonante LC	469
Anexa 17.1. Teoria detectorului de vîrf	474

Capitolul 1

INTRODUCERE

1.1. OBIECTUL CURSULUI

Cursurile „Dispozitive și circuite electronice” și „Circuite integrate”, predate succesiv în patru semestre, asigură cunoașterea bazelor electronicii.

Manualul de față acoperă disciplina „Dispozitive și circuite electronice”.

● **Dispozitivele electronice sînt acele componente ale circuitelor electrice a căror comportare se bazează pe controlul mișcării purtătorilor de sarcină în corpul solid, în gaze sau în vid.** Aproape toate dispozitivele electronice folosesc conducția în corpul solid, de regulă în semiconductoare.

Termenul de „electronic” este asociat mecanismului electronic de conducție electrică.

În tuburile electronice conducția are loc prin deplasarea electronilor în vid, între electrozi metalici pe care se aplică o diferență de potențial. Vidul este de fapt un gaz foarte rarefiat, în care parcursul liber mijlociu al electronilor este mult mai mare decît distanța între electrozi.

În semiconductoare natura conducției este, după cum se va vedea în capitolul 2, tot electronică. Aici fenomenele sînt însă ceva mai complexe. Se apelează la o descriere mai intuitivă care folosește, alături de conceptul de *electron liber* în corpul solid, și conceptul de *gol* — particulă fictivă care poartă o sarcină egală dar de semn opus cu a electronului și se poate deplasa sub acțiunea cîmpului electric.

În definiția de mai sus a dispozitivului electronic se folosește termenul de **control**. Este vorba de fapt fie de *controlul mișcării purtătorilor de sarcină*, fie de *controlul injecției de purtători de sarcină* în zona activă a dispozitivului.

Acest control se poate exercita *prin cîmpul electric* care apare datorită unei diferențe de potențial. În felul acesta tensiunea aplicată din exterior controlează mărimea curenților electrici care curge prin dispozitiv și este extras la borne.

Controlul mărimii curenților poate fi realizat și pe altă cale, și anume *prin efectul unui flux luminos* asupra numărului de purtători de sarcină dintr-o anumită zonă a dispozitivului electronic. Acesta este cazul particular al dispozitivelor optoelectronice.

● Relativ recent, în electronică au început să se folosească **dispozitive cu corp solid** al căror principiu de funcționare este mult diferit de cel prezentat mai sus. Cele mai importante sînt :

— *dispozitive dielectrice cu undă de suprafață* (care se bazează pe propagarea unei unde de vibrație în stratul de suprafață al unui dielectric, sub controlul unor electrozi metalici depuși pe această suprafață) ;

— dispozitivele cu bule magnetice (care folosesc o rețea de mici domenii de magnetizare formate individual, separat, în corpul solid).

● *Circuitele electrice care folosesc dispozitive electronice se numesc circuite electronice.*

Răspunsul de a exista a acestora este de a realiza anumite funcții electronice specifice. Ca exemple de astfel de funcții vom cita pe acelea care fac obiectul cursului nostru:

- amplificarea;
- generarea de oscilații armonice;
- redresarea;
- stabilizarea tensiunii;
- modularea;
- demodularea (detecția).

Funcțiile electronice pot fi asociate la două categorii mari de aplicații:

- controlul și conversiunea energiei;
- prelucrarea sau transmiterea semnalelor electrice purtătoare de informație.

Circuitele de redresare sînt un exemplu din prima categorie (transformă puterea electrică de curent alternativ în putere de curent continuu). Circuitele de modulare sînt un exemplu din categoria celor ce prelucrează informația. Distincția nu poate fi absolută deoarece aspectul „energetic” și cel „informațional” se întrepătrund. Într-un amplificator, de pildă, este important ca forma semnalului să nu fie distorsionată (pentru a nu pierde din informația conținută în semnalul original). Dar tot atît de important este ca puterea semnalului la ieșire să fie mult mai mare decît cea a semnalului de la intrare.

1.2. PROPRIETĂȚILE DISPOZITIVELOR ELECTRONICE

Dispozitivele electronice pot fi privite ca elemente ale circuitelor electrice. Acestea sînt de regulă circuite filiforme în regim evasistaționar. Ca urmare, mărimile electrice care apar la interfața dintre dispozitivul electronic și circuit sînt curenți electrice și tensiuni electrice.

Dacă dispozitivul electronic (fig. 1.1, a) are numai două borne (electrozi, terminale), atunci el este caracterizat de legătura care există între curentul care îl străbate, i , și tensiunea aplicată între cele două borne, v .

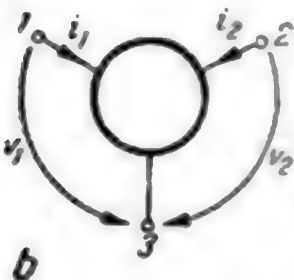
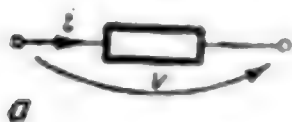


Fig. 1.1

Dacă în dependența $i = i(v)$ timpul nu apare în mod explicit, atunci ea este o *caracteristică statică*. Dacă în această dependență apare și timpul: $i = i(v; t)$, înseamnă că dipolul respectiv poate stoca energie. Caracteristica statică nu mai este suficientă pentru a descrie dispozitivul și sînt necesare modele mai complicate (circuitul echivalent este un astfel de model).

Dispozitivul electronic cu trei borne (fig. 1.1, b) poate fi descris prin relațiile care există între patru mărimi electrice: doi curenți (i_1 și i_2) și două tensiuni (v_1 și v_2). Se observă ușor că al treilea curent se obține în funcție de ceilalți doi, deoarece suma algebrică a curenților care intră în dispozitiv este nulă (o proprietate analoagă este valabilă pentru tensiuni).

Caracteristicile statice care descriu complet funcționarea acestui dispozitiv cu trei borne sînt două funcții de două variabile, de pildă :

$$i_1 = i_1(v_1, v_2); \quad i_2 = i_2(v_1, v_2). \quad (1.1)$$

Este interesant de remarcat că în majoritatea cazurilor proprietățile de interes ale dispozitivelor electronice pot fi descrise cu referire la caracteristicile statice.

● O primă proprietate a dispozitivelor electronice este caracterul lor neliniar. Toate dispozitivele electronice au caracteristici statice neliniare. Caracteristica neliniară a diodei semiconductoare, de pildă, permite redresarea unui semnal alternativ. Există și alte funcții electronice care se bazează pe neliniaritatea caracteristicilor dispozitivelor electronice. În alte situații neliniaritatea este însă supărătoare și se evită alegînd pentru funcționare porțiuni aproximativ liniare ale caracteristicilor.

● O a doua proprietate este caracterul parametrice al unor dispozitive electronice. Un anumit parametru al dispozitivului poate fi controlat electric. Rezistența tranzistorului cu efect de cîmp între sursă și drenă poate fi controlată de tensiunea continuă aplicată între poartă și sursă. Această rezistență controlată poate fi folosită în reglajul automat al amplificării. O joncțiune $p-n$ polarizată invers se comportă ca o capacitate electrică a cărei mărime este controlată de tensiunea continuă aplicată la borne*. Această proprietate poate fi utilizată pentru modificarea pe cale electrică a frecvenței de rezonanță a unui circuit LC .

● O a treia proprietate importantă pe care o prezintă unele dispozitive electronice este caracterul lor activ.

Numim *dispozitive electronice active* acele dispozitive care pot asigura transformarea puterii absorbite de la sursele de alimentare în curent continuu în putere de semnal. Pentru a clarifica această noțiune, vom alege ca exemplu *tranzistorul bipolar*, cu simbolul din figura 1.2, *a*. Enunțăm fără demonstrație următoarele proprietăți:

— curentul de colector i_C este controlat de tensiunea bază-emitor v_{BE} (fig. 1.2, *a*) printr-o lege definită de așa-numita caracteristică de transfer, reprezentată în figura 1.2, *b*;

— această lege este corectă numai dacă tensiunea colector-emitor v_{CE} nu scade sub o anumită valoare, $v_{CE, sat}$;

— curentul de bază i_B este neglijabil față de curentul de colector.

Privit din colector, tranzistorul se comportă ca un generator de curent comandat de v_{BE} . Generatorul comandat este un aspect caracteristic al dispozitivelor active. Remarcăm și dependența neliniară $i_C = i_C(v_{BE})$.

În figura 1.2, *c* tranzistorul apare într-un circuit foarte simplu, cu o rezistență R_C și o sursă de curent continuu, V_{CC} . Acest circuit poate fi privit ca un circuit de amplificare. Semnalul de intrare este v_{BE} , cel de ieșire este v_{CE} . Dependența $v_{CE} = v_{CE}(v_{BE})$ se obține folosind caracteristica $i_C = i_C(v_{BE})$ presupusă cunoscută și teorema a II-a a lui Kirchhoff:

$$V_{CC} = R_C i_C + v_{CE}. \quad (1.2)$$

Dacă se ține seama și de faptul că v_{CE} nu poate coborî sub $v_{CE, sat}$ (tranzistorul „se saturază”, se pierde controlul asupra lui i_C), atunci se obține o caracteristică de transfer a circuitului ca cea din figura 1.2, *d*. Păierul

* Această proprietate rezultă din dependența neliniară a sarcinii stocate de tensiunea aplicată.

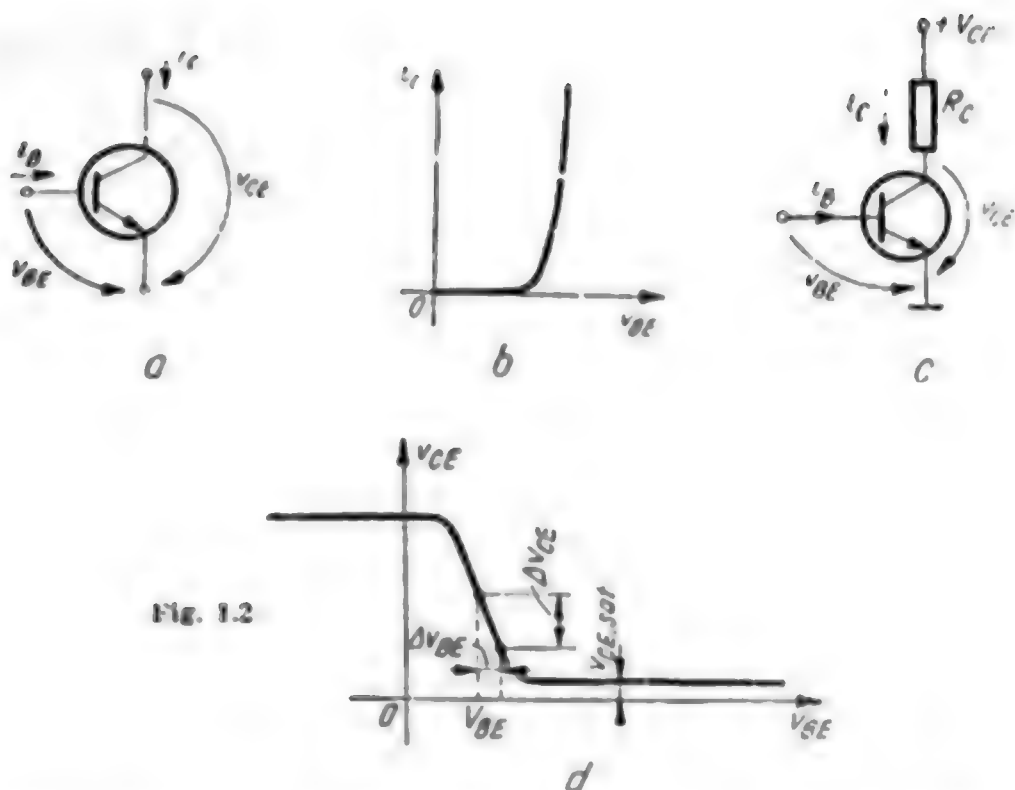


Fig. 1.2

din stînga sus corespunde tranzistorului „blocau” ($i_C = 0$), iar cel din dreapta tranzistorului „saturat”. Dacă aplicăm $v_{BE} = V_{BE} + \Delta v_{BE}$, unde V_{BE} este o tensiune continuă potrivit aleasă (fig. 1.2, d), iar Δv_{BE} — un semnal de amplitudine nu prea mare*, atunci vom obține la ieșire un semnal Δv_{CE} care urmărește variația lui Δv_{BE} (sintem în regiunea liniară din mijlocul caracteristicii din figura 1.2, d), dar $|\Delta v_{CE}| \gg |\Delta v_{BE}|$ deci variația tensiunii apare amplificată.

Specifică circuitului electronic este nu amplificarea în tensiune (care poate fi obținută și cu un transformator), ci *amplificarea în putere*. Puterea semnalului la ieșire, pe R_C considerat drept rezistență de sarcină, corespunde variației puterii instantanee disipate pe rezistență. Această variație este provocată de tranzistor, care acționează ca un ventil permițînd trecerea unui curent mai mare sau mic. Comanda acestui ventil se face cu o putere neglijabilă ($|\Delta i_B| \ll |\Delta i_C|$, $|v_{BE}| \ll |\Delta v_{CE}|$). Puterea semnalului de la ieșire, absorbită evident de la sursa de alimentare $+V_{CC}$, este cu mult mai mare, deci circuitul cu tranzistor amplifică în putere.

1.3. STUDIUL CIRCUITELOR ELECTRONICE

● Metodele generale de analiză a circuitelor electrice se dezvoltă în cursul de „Semnale, circuite și sisteme” pe baza ecuațiilor deduse în cursul de „Bazele electrotehnicii”.

Această analiză se referă de regulă la circuitele liniare. Strict vorbind, *teoria circuitelor liniare* nu este aplicabilă circuitelor electronice.

* Alături de aplicarea unei polarizări inițiale, cit și restricția asupra mărimii semnalului și al condițiilor extreme de caracteristice pentru funcționarea liniară (răspuns proporțional cu excitația) a dispozitivelor neliniare.

Totuși ea poate fi utilizată dacă funcționarea dispozitivelor electronice este „liniarizată”, prin liniarizare înțelegând aproximarea liniară a caracteristicilor pe porțiunile aflate în vecinătatea unor puncte medii de funcționare. În această situație se impune o restricție privitoare la mărimea semnalului, care se numește uneori *condiție de semnal mic*.

Descrierea răspunsului dispozitivului se face în mod concentrat folosind un așa-numit *circuit echivalent de semnal mic*. Acest circuit echivalent este compus din elemente obișnuite de circuit: generatoare de tensiune sau curent, rezistențe, capacități. Există totuși unele diferențe: generatoarele de semnal nu sînt independente ci comandate, iar parametrii de circuit depind de punctul mediu de funcționare. Aceste diferențe nu împiedică aplicarea teoriei circuitelor liniare.

O manieră de lucru specifică este aceea de împărțire a circuitelor electronice mai complexe în blocuri sau etaje. Aceste blocuri se calculează separat, ceea ce asigură:

- unele simplificări în calcul,
- înțelegerea mai bună a rolului fiecărui element din schemă;
- alegerea mai ușoară a valorii elementelor de circuit în cazul unei probleme de proiectare.

Există considerații practice care fac inutil un calcul numeric foarte precis: este vorba de imprecizia cu care sînt cunoscuți parametrii dispozitivelor electronice (unii parametri importanți, cum este factorul de amplificare în curent al tranzistorului, suferă de o dispersie importantă), la care se mai adaugă și toleranțele pentru elementele obișnuite de circuit (rezistențe, de pildă). Din aceste motive, în calculele de circuit se fac aproximații frecvente, cum ar fi neglijarea curenților de bază în raport cu cei de colector. Trebuie înțeles că aceste aproximații găsesc o justificare și în calculul analitic al mărimilor electrice din schemă: neglijările de care vorbim permit calculul pe anumite porțiuni din întreaga schemă, deci rezolvarea unor sisteme de ecuații mai simple.

● Există circuite electronice a căror funcționare este profund neliniară și la care teoria generală a circuitelor nu se mai poate aplica. Regimul dinamic al circuitelor neliniare conduce la rezolvarea unor ecuații diferențiale neliniare, problemă pentru care nu există metode standard. Dar chiar și în regim staționar rezolvarea ecuațiilor de circuit pune probleme de calcul. Rezolvarea numerică a unor ecuații transcendente necesită utilizarea aproximațiilor succesive. Pentru calcule expeditiv se folosesc adesea aproximații severe ale caracteristicilor neliniare ale dispozitivelor.

O metodă principală posibilă este *rezolvarea grafică a ecuațiilor de circuit*. Reprezentarea grafică este sugestivă pentru înțelegerea unor aspecte ale funcționării, dar ea este rar utilizată pentru determinarea unor soluții numerice. Nu numai că utilizarea graficelor este greoaie, dar caracteristicile neliniare ale dispozitivelor așa cum sînt date în catalog au un caracter cu totul orientativ. Pe de altă parte, aproape niciodată în practica curentă inginerul electronist nu determină experimental caracteristicile fiecărui dispozitiv cu care lucrează.

● Din arsenalul de metode folosite în calculul circuitelor electronice mai face parte și *metoda aproximării liniare pe porțiuni a caracteristicilor dispozitivelor* (caracteristica reală este înlocuită cu o linie frântă). În cazul regimului variabil este necesară o analiză atentă pentru a determina intervalul de timp în care dispozitivul electronic funcționează într-o anumită porțiune a caracteristicii.

Varietatea de modele și de metode de calcul folosite face dificil calculul circuitelor electronice, solicită un studiu atent și aprofundat. În cazul schemelor mai complexe se justifică utilizarea calculatorului electronic, mai ales pentru proiectarea circuitelor integrate.

Din cele de mai sus cititorul a reținut că, în studiul circuitelor electronice, la dificultățile matematice de calcul se adaugă cunoașterea imprecisă a caracteristicilor și parametrilor dispozitivului, fără a mai vorbi de variația acestora cu condițiile de funcționare. Se poate pe bună dreptate pune întrebarea cum este posibil în aceste condiții să se utilizeze astfel de circuite în aplicații de mare precizie, cum ar fi de pildă aparatura electronică de măsurat. O metodă de ameliorare puternică a performanțelor circuitelor este — așa cum se va vedea în capitolele următoare — *reacția*. Ea asigură de pildă stabilizarea punctului mediu de funcționare al unui tranzistor sau a valorii amplificării unui circuit. În fine, pentru a aduce o mărime electrică sau un parametru la valoarea dorită se mai folosesc *reglaje* (ajustări la punerea în funcțiune a circuitului).

Capitolul 2

NOȚIUNI DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR

2.1. INTRODUCERE

Dispozitivele electronice actuale sînt realizate, în marea majoritate, din materiale semiconductoare, dintre acestea siliciul (Si) ocupînd cel mai important loc. Alte materiale folosite sînt germaniul (Ge), galiu-arsen (GaAs), indiu-fosfor (InP) etc.

Rezistivitatea electrică a semiconductoarelor se situează în gama $10^{-1} \div 10^3 \Omega\text{cm}$. Aceste valori sînt mai mari decît cele corespunzătoare metalelor (sub $10^{-3} \Omega\text{cm}$) și mai mici decît cele corespunzătoare izolanților (peste $10^{10} \Omega\text{cm}$).

Proprietățile electrice remarcabile ale materialelor semiconductoare se obțin numai pentru o ordonare cit mai perfectă a atomilor în tot volumul materialului, ordine cunoscută sub numele de *monocristal*. Defectele rețelei cristaline, acceptate de monocristale, sînt numai cele punctuale sau liniare (dislocații), dar și acestea într-un număr redus. Dintre defectele punctuale admise, cele mai întîlnite sînt legate de prezența atomilor de impuritate, atomi introduși în mod voit. Pentru a se aprecia desimea acestor defecte trebuie cunoscute concentrațiile uzuale de impurități: $10^{14} \div 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ și concentrația atomilor de semiconductor: 10^{22} cm^{-3} ; rezultă, deci, că un atom de impuritate (defect punctual) revine la $10^8 \div 10^4$ atomi de semiconductor.

Rețeaua cristalină a principalelor materiale semiconductoare este de tip diamant. În această rețea, fiecare atom se învecinează la distanță minimă cu patru atomi uniform distribuți în spațiu. O reprezentare simbolică bidimensională a acestei rețele este dată în figura 2.1. Cercul, în care s-a înscris cifra +4, simbolizează atomul fără electronii de valență (de pe ultimul strat). Între doi atomi învecinați se stabilește o legătură covalentă. Legătura covalentă se face cu o pereche de electroni, cîte unul de la fiecare atom. Luînd cazul siliciului sau germaniului, care sînt tetravalente, înseamnă că un atom avînd patru electroni de valență își va împărți acești electroni, cîte unul, cu cei patru atomi vecini, pentru formarea legăturilor covalente.

Funcționarea dispozitivelor semiconductoare impune studiul comportării electronilor de valență, ei fiind purtătorii de sarcină în mecanismele de conducție electrică. Acest studiu implică și plasarea semiconductorului în cîmpuri electrice, magnetice, sub acțiunea luminii sau a radiațiilor nucleare etc. Un caz particular îl constituie absența acestor agenți externi și o temperatură uniformă în tot volumul materialului, ceea ce situează semiconductorul în condiții de echilibru termodinamic sau, pe scurt, *echilibru termic*. Toate celelalte situații se numesc stări de neechilibru.

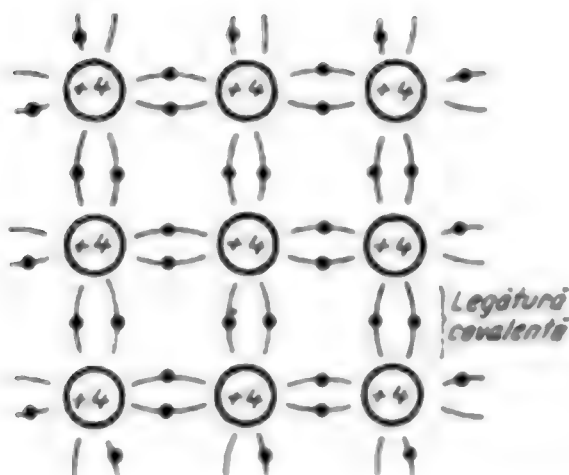


Fig. 2.1

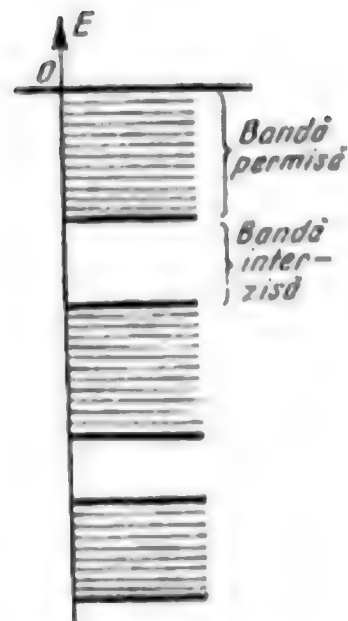


Fig. 2.2

2.2. TEORIA DE BENZI ENERGETICE A CORPULUI SOLID

Aplicarea mecanicii cuantice la studiul mișcării electronilor în câmpul periodic al ionilor rețelei monocristaline arată că nivelele de energie permise sînt foarte apropiate; ele formează *benzi energetice permise*, separate între ele prin *benzi energetice interzise*. În figura 2.2 se prezintă calitativ o diagramă energetică. Convenția de semne cu privire la energia electronului (E) este: $E < 0$ pentru electronii din interiorul materialului (electroni legați) și $E > 0$ pentru electronii liberi (extrași din material). În studiul conducției electrice interesează, evident, doar spectrul energiilor negative. Ocuparea nivelelor energetice de către electroni se face de jos în sus (în spiritul figurii 2.2); pe măsura ocupării tuturor nivelelor unei benzi se trece la banda de deasupra ș.a.m.d. Electronii de valență sînt cel mai slab legați de atomi datorită poziției lor periferice și, ca urmare, ocupă ultimele benzi permise (cele mai apropiate de energia zero).

Electronii au posibilitatea să-și modifice energia (să treacă de pe un nivel energetic pe altul) în anumite condiții. Astfel, dacă electronului i se comunică energie el poate trece pe un nivel energetic superior cu condiția ca acest nivel să fie neocupat de alt electron, iar energia comunicată să fie suficientă pentru saltul energetic considerat. În schimb, saltul energetic în sens invers este un proces natural, spontan și este condiționat numai de existența unui nivel energetic inferior neocupat. Salturile energetice se pot face și între nivele aparținînd la două benzi permise diferite. Electronii pot primi energie de la rețea (rețeaua are energie de vibrație, direct proporțională cu temperatura materialului) sau de la agenți fizici externi, de exemplu, un câmp electric.

Pentru ca un corp solid să permită fenomene de conducție electrică, este necesar să existe cel puțin o bandă permisă incomplet ocupată cu electroni. Dacă o bandă permisă este ocupată integral, câmpul electric nu poate comunica o energie netă ansamblului de electroni și, ca urmare, nu poate apărea curent electric. Se exclude din discuție cazul unor câmpuri electrice intense care produc treceri ale electronilor dintr-o bandă permisă, inițial

complet ocupată, în altă bandă permisă, ceea ce reprezintă străpungerea materialului.

● Pentru un semiconductor intrinsec (pur) aflat la 0 K, electronii de valență ocupă integral o bandă permisă (vezi fig. 2.3), numită *bandă de valență*. Energia superioară a benzii de valență se notează E_v . Deasupra acesteia se mai află o bandă permisă neocupată, numită *bandă de conducție* și al cărei nivel energetic minim se notează cu E_c . Între aceste două benzi se află *banda interzisă* de largime energetică $E_g = E_c - E_v$; $E_g = 1,12$ eV pentru siliciu și $E_g = 0,67$ eV pentru germaniu. Conform celor discutate mai sus, un semiconductor la 0 K nu permite fenomene de conducție, deci este izolator perfect. Acest lucru se explică fizic prin faptul că toți electronii de valență sînt puși în legăturile covalente; întrucît nu sînt purtători de sarcină liberi, nu pot apărea curenți electrici de conducție.

La temperaturi diferite de 0 K, unii electroni din banda de valență pot trece în banda de conducție datorită energiei primite de la rețea (aportul energetic trebuie să fie mai mare ca E_g). În felul acesta apar două benzi permise parțial ocupate, banda de conducție și banda de valență și, ca urmare, prin material pot circula curenți electrici de conducție. Fenomenul fizic care stă la baza acestei situații energetice este ruperea unor legături covalente. Un electron care părăsește legătura covalentă nu mai este legat de atomul de la care provine și se poate deplasa liber în interiorul rețelei cristaline (vezi fig. 2.4). Acest electron se numește *electron de conducție* și ocupă un nivel energetic din banda de conducție. Locul rămas liber poate fi ocupat de un alt electron din altă legătură covalentă.

La aplicarea unui cîmp electric, apar curenți electrici datorită a două mecanisme de conducție diferite, corespunzătoare celor două benzi permise parțial ocupate:

- deplasarea dirijată a electronilor de conducție;
- deplasarea dirijată a electronilor din legăturile covalente spre ocurele libere din legături covalente incomplete (evident, această deplasare este însoțită de mutarea în sens invers a locurilor libere).

La creșterea temperaturii, numărul legăturilor covalente rupte este din ce în ce mai mare și semiconductorul conduce mai bine curentul electric.

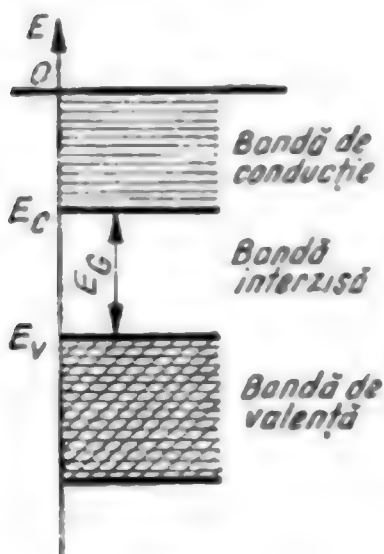


Fig. 2.3

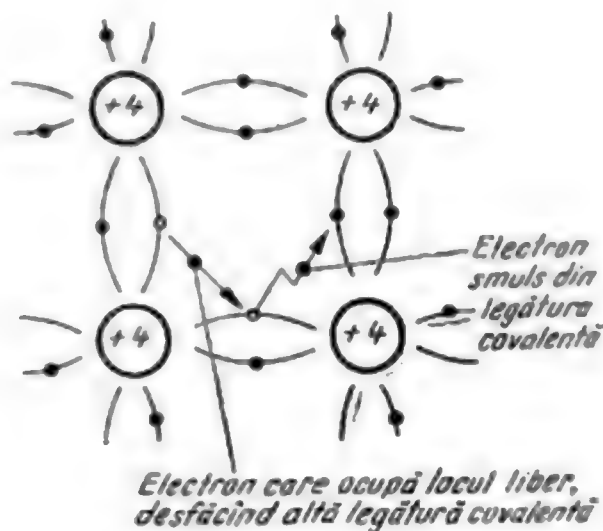


Fig. 2.4

Conducția curentului electric prin aportul a două benzi energetice este specific semiconductoarelor.

● La metale, există o singură bandă energetică parțial ocupată și anume banda de conducție. Această bandă este ocupată cu un număr mare de electroni de conducție, independent de temperatură (chiar și la 0 K). De aceea, metalele sînt bune conducătoare de electricitate, conducibilitatea lor fiind puțin dependentă de temperatură.

● Izolatoarele au același model de benzi energetice ca și semiconductoarele, dar au lărgimea benzii interzise (E_g) mai mare, ceea ce face puțin probabilă posibilitatea ruperii legăturilor covalente.

2.3. ELECTRONI ȘI GOLURI ÎN SEMICONDUCTOARE

● **Tipuri de purtători de sarcină.** Mișcarea electronilor în interiorul cristalului este descrisă de legile mecanicii cuantice. Pentru descrierea fenomenelor macroscopice de conducție s-au realizat modele care permit utilizarea legilor „clasice”. Aceste modele folosesc **particule fctive**, după cum urmează:

— mișcarea electronului din banda de conducție este descrisă de o particulă fictivă, numită tot *electron*, cu aceeași sarcină ca și particula reală ($-q$), dar cu o masă efectivă m_e ;

— mișcarea electronului din banda de valență care se desprinde dintr-o legătură covalentă spre a ocupa un loc liber din altă legătură covalentă ruptă este descrisă de o altă particulă fictivă, numită *gol*, cu sarcină electrică egală cu cea a electronului, dar de sens opus ($+q$) și cu masa efectivă m_p .

Deci, în semiconductoare, conducția curentului electric este asigurată de două tipuri de purtători de sarcină mobili, electroni și goluri.

● **Concentrațiile purtătorilor de sarcină** se notează cu n , respectiv p .

Conform celor discutate în subcapitolul 2.2, într-un semiconductor intrinsec, prin ruperea unei legături covalente se formează o pereche electron-gol. Deci concentrațiile celor două tipuri de purtători sînt egale; valoarea lor comună se numește **concentrație intrinsecă** (n_i):

$$n = p = n_i. \quad (2.1)$$

Concentrația intrinsecă depinde de temperatură (T) și de lărgimea benzii interzise (E_g) conform relației:

$$n_i = AT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2.2)$$

unde A este o constantă, iar k este constanta lui Boltzmann. La temperatura de 300 K, n_i are valoarea $1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pentru siliciu și $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pentru germaniu. Față de concentrația de atomi de semiconductor (aproximativ 10^{23} cm^{-3}), rezultă că fenomenul de rupere a legăturilor covalente este foarte puțin probabil.

Realizarea dispozitivelor electronice impune obținerea unor semiconductoare cu exces de electroni ($n > p$, *semiconductor de tip n*) sau cu exces de goluri ($p > n$, *semiconductor de tip p*). Pentru aceasta se folosește **procedul impurificării controlate**.

● Pentru realizarea unui semiconductor de tip *n* se folosesc *impurități pentavalente*, numite *donoare* (de exemplu fosforul, arseniul, stibiul). Impuritatea donoare substituie un atom de semiconductor din rețea. Patru dintre electronii de valență formează legăturile covalente cu atomii vecini; al cincilea este slab legat, astfel că la temperatura camerei el primește suficientă energie pentru a se desprinde de atomul donor și a deveni electron de conducție. Formarea acestui electron nu a fost însoțită de apariția unui gol (loc liber într-o legătură covalentă). Semiconductorul conține însă și goluri, formate prin mecanismul descris la semiconductorul intrinsec, dar în concentrație mică.

În figura 2.5 se prezintă diagrama energetică a unui semiconductor de tip *n*. Electronul suplimentar al atomului de impuritate ocupă în banda interzisă un nivel energetic E_D , foarte apropiat de banda de conducție. Acest nivel energetic nu aparține întregului cristal, ci este localizat doar în vecinătatea atomilor de impuritate; de aceea nu a fost reprezentat cu linie continuă. La temperatura camerei, electronii de pe nivelul E_D trec, practic în totalitate, în banda de conducție.

● Realizarea unui semiconductor de tip *p* impune folosirea *impurităților trivalente*, numite *acceptoare* (de exemplu borul, indiu, galiul, alumiul). Atomul de impuritate trivalent satisface numai trei legături covalente cu atomii vecini, rămânând o legătură covalentă nesatisfăcută. Această legătură se poate completa cu un electron dintr-o legătură covalentă vecină, care lasă în urma lui un gol. Acest mecanism de formare a unui gol nu a fost însoțit de apariția unui electron de conducție. Electronii de conducție, în număr mult mai mic ca golurile, apar prin mecanismul specific materialului intrinsec.

Benzile energetice ale unui semiconductor de tip *p* sînt prezentate în figura 2.6. Legătura covalentă nesatisfăcută a atomului acceptor introduce un nivel energetic E_A în banda interzisă, foarte aproape de banda de valență. La fel ca nivelul E_D și acest nivel este localizat numai în vecinătatea atomilor de impuritate. La temperatura camerei, practic nivelele acceptoare ale tuturor atomilor acceptori sînt ocupate de electroni din banda de valență. Descompletarea benzii de valență permite conducția curentului electric prin mecanismul specific acestei benzi. Se poate afirma, conform modelului adoptat, că banda de valență s-a ocupat cu goluri pe nivelele energetice superioare în locul electronilor care au ocupat nivelele acceptoare.

2.4. STATISTICA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

Statistica se ocupă cu determinarea concentrațiilor de electroni și goluri în semiconductoare aflate la echilibru termic. *Purtătorii de sarcină din semiconductoare se supun statisticii Fermi-Dirac*; conform acestei statistici, probabilitatea ca un electron să ocupe un nivel energetic (E) este :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (2.3)$$

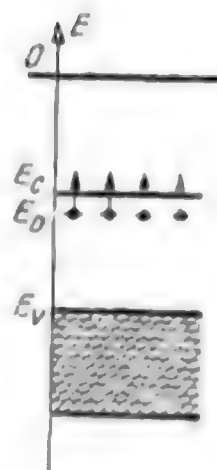


Fig. 2.5.

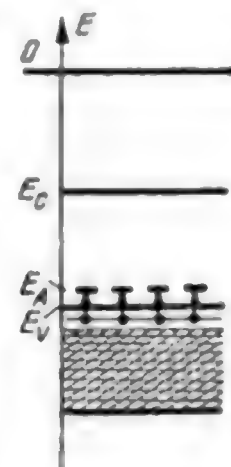


Fig. 2.6.

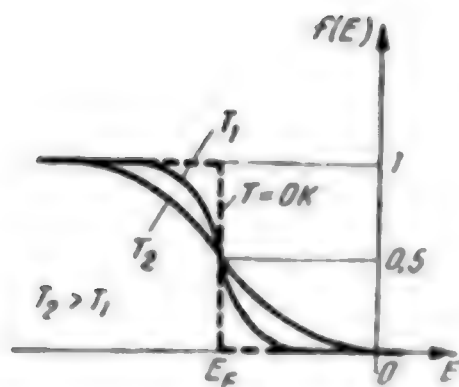


Fig. 2.7.

unde E_F este energia (sau nivelul) Fermi. La echilibru termic acest nivel este constant în tot volumul materialului considerat. Mărimea energiei Fermi depinde de temperatură și de modul de dopare a semiconductorului. Nivelul Fermi este o mărime de calcul și poate fi situat atât în interiorul benzilor permise, cât și în interiorul benzilor interzise.

Funcția de distribuție Fermi-Dirac, descrisă de (2.3), este prezentată în figura 2.7. Se observă că probabilitatea ocupării nivelului E_F de către un electron este 0,5 independent de temperatură. Ocuparea,

în fapt, a unui nivel energetic depinde și de distribuția nivelelor energetice care, așa cum se știe, este nulă în interiorul benzilor interzise.

Golurile ascultă tot de statistica Fermi-Dirac; probabilitatea ca un gol să ocupe nivelul E este dată de funcția $1-f(E)$.

● Calculele mecanicii cuantice indică următoarele expresii pentru concentrațiile de electroni și goluri la echilibru termic (n_0 și p_0):

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right); \quad (2.4)$$

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right), \quad (2.5)$$

unde N_c și N_v sînt două constante care depind de temperatură după legea $T^{3/2}$.

Pentru un semiconductor intrinsec, nivelul Fermi se notează E_i ; mărimea lui, rezultînd din substituirea relațiilor (2.4) și (2.5) în relația (2.1), este dată de:

$$E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (2.6)$$

Întrucît constantele N_c și N_v au valori apropiate, rezultă că nivelul Fermi intrinsec este situat practic la mijlocul benzii interzise.

Concentrațiile de electroni și goluri se pot exprima, prin folosirea mărimilor E_i și n_i , cu relațiile:

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right); \quad (2.7)$$

$$p_0 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right). \quad (2.8)$$

Conform acestor relații, un semiconductor de tip n are nivelul Fermi situat deasupra mijlocului benzii interzise, iar un semiconductor de tip p are nivelul Fermi situat sub mijlocul benzii interzise.

Relațiile (2.4), (2.5) și (2.7), (2.8) fac o legătură între concentrațiile de purtători și diagramele energetice. Pentru a stabili concentrațiile de purtători în funcție de concentrațiile de atomi donori (N_D) și de atomi acceptori (N_A) se pleacă de la două relații fundamentale. Prima relație:

$$p_0 n_0 = n_i^2 \quad (2.9)$$

reprezintă un rezultat al termodinamicii aplicate pentru un semiconductor, nedegenerat, aflat la echilibru termic. A doua relație:

$$p_0 - n_0 + N_D^+ - N_A^- = 0 \quad (2.10)$$

exprimă neutralitatea semiconductorului, tot la echilibru termic, mărimile N_D^+ și N_A^- reprezintă concentrațiile de ioni donori pozitivi (atomi donori care au eliberat al cincilea electron), respectiv de ioni acceptori negativi (atomi acceptori care și-au completat a patra legătură covalentă cu un electron dintr-o legătură covalentă vecină). Pentru temperatura camerei, se aproximează $N_D^+ \approx N_D$ și $N_A^- \approx N_A$.

Un exemplu de rezolvare a sistemului de ecuații (2.9) și (2.10) îl constituie cazul unui semiconductor de tip n ($N_D \gg n_i$; $N_A = 0$); se obține $n_0 \approx N_D$ și $p_0 \approx n_i^2/N_D$.

● La neechilibru, nici una dintre relațiile prezentate în acest subcapitol nu mai este valabilă. Pentru a se păstra totuși formalismul ecuațiilor (2.7), (2.8) se introduc două nivele energetice de calcul, fictive, numite cvasinivele Fermi. Aceste cvasinivele au valori diferite pentru electroni (E_{Fn}) și pentru goluri (E_{Fp}) și variază în interiorul semiconductorului. În felul acesta, concentrațiile de electroni (n) și de goluri (p) la neechilibru sînt date de relațiile:

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right); \quad (2.11)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right). \quad (2.12)$$

Mărimea E_i , semnifică în continuare mijlocul benzii interzise.

2.5. FENOMENE DE TRANSPORT

Într-un semiconductor omogen, aflat la echilibru termic, electronii și golurile suferă doar o mișcare de agitație termică. Această mișcare are un caracter haotic și este însoțită de ciocniri cu rețeaua. De aceea, în medie, electronii și golurile nu suferă o deplasare netă; această situație corespunde absenței curenților electrici macroscopici de conducție.

Cauzele apariției curenților electrici de conducție în semiconductoare (datorați transportului purtătorilor de sarcină) sînt cîmpul electric și gradientul concentrațiilor purtătorilor de sarcină. Curenții determinați de cîmpul electric se numesc curenți de cîmp sau de drift, iar curenții determinați de gradientul concentrațiilor de impurități se numesc curenți de difuzie.

2.5.1. Curenți de cîmp

Aplicarea unui cîmp electric asupra unui semiconductor face ca purtătorii de sarcină să capete o *viteză medie* (netă) pe direcția cîmpului electric și proporțională cu intensitatea cîmpului:

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}; \quad (2.13)$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E}, \quad (2.14)$$

unde \vec{v}_n , \vec{v}_p sînt vitezele de cîmp (drift) ale electronilor, respectiv golurilor, iar \vec{E} este intensitatea cîmpului electric. Coeficienții de proporționalitate μ_n și μ_p se numesc mobilitatea electronului, respectiv a golului.

● **Dependența vitezelor de drift de intensitatea cîmpului electric** este prezentată în figura 2.8 (cazul siliciului). De aici se deduce că mobilitatea este constantă numai la cîmpuri electrice mici și scade odată cu creșterea cîmpului. La cîmpuri electrice intense, viteza electronilor și viteza golurilor devin constante. Explicația acestei comportări stă în faptul că mișcarea determinată de cîmp se suprapune peste mișcarea de agitație termică (care are viteza medie în jur de 10^7 cm/s la 300 K).

La cîmpuri electrice mici, viteza de drift este nesemnificativă față de viteza de agitație termică; ca urmare, cîmpul electric influențează numai accelerația purtătorilor de sarcină și nu acționează asupra timpului de accelerare, care este timpul dintre două ciocniri consecutive. În felul acesta viteza de drift rămîne proporțională cu intensitatea cîmpului electric.

La cîmpuri electrice intense, componenta de cîmp a vitezei purtătorilor de sarcină devine comparabilă cu componenta mișcării de agitație termică, deci crește viteza totală; la creșterea cîmpului electric, odată cu creșterea valorii accelerației are loc scăderea timpului de accelerare (dintre două ciocniri consecutive), deci se produce limitarea vitezei de cîmp.

● **Mobilitatea purtătorilor de sarcină** este un rezultat al ciocnirilor acestora cu rețeaua atomilor de semiconductor și cu ionii de impuritate. În figura 2.9 se prezintă *dependența mobilității de concentrația totală de impurități* (acceptoare și donoare). La concentrații mici de impurități sînt predominante ciocnirile cu rețeaua; la creșterea concentrației de impurități, crește frecvența ciocnirilor cu acestea, deci scade mobilitatea.

Din punctul de vedere al *dependenței de temperatură*, mobilitatea determinată de ciocnirile cu rețeaua scade la creșterea temperaturii ($\mu \sim T^{-2.5}$).

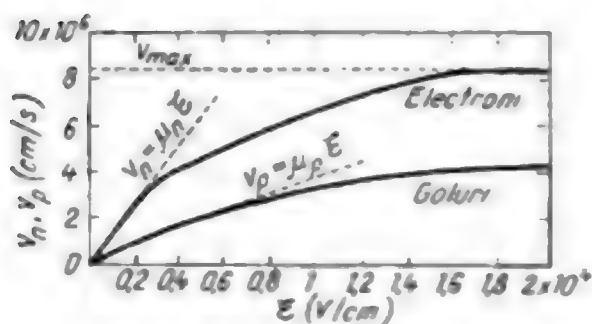


Fig. 2.8.

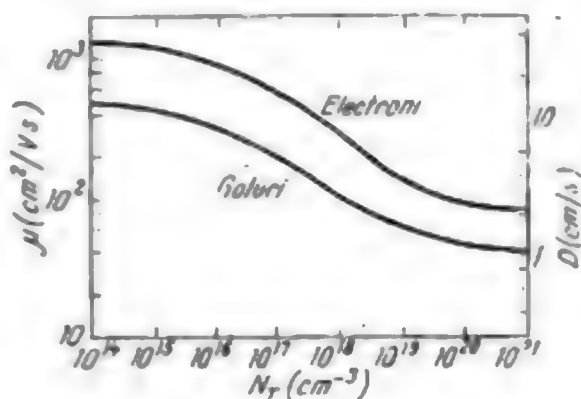


Fig. 2.9.

iar mobilitatea determinată de ciocnirile cu impuritățile crește odată cu creșterea temperaturii ($\mu \sim T^{1.5}$). La temperaturile normale de lucru semiconductoarele uzuale prezintă o scădere a mobilității globale la creșterea temperaturii.

● **Rezistivitatea.** Cunoscut fiind vitezele purtătorilor de sarcină, se poate exprima mărimea densității curenților de cîmp \vec{j}_{ne} și \vec{j}_{pe} :

$$\vec{j}_{ne} = -qn\vec{v}_n; \quad (2.15)$$

$$\vec{j}_{pe} = qp\vec{v}_p. \quad (2.16)$$

Densitatea curentului de cîmp total este:

$$\vec{j}_c = \vec{j}_{ne} + \vec{j}_{pe} = -qn\vec{v}_n + qp\vec{v}_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \frac{1}{\rho}\vec{E}; \quad (2.17)$$

în felul acesta se obține proporționalitatea dintre curentul de cîmp și intensitatea cîmpului electric (legea lui Ohm), rezistivitatea semiconductorului (ρ) fiind dată de:

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}. \quad (2.18)$$

Rezistivitatea este una dintre cele mai importante caracteristici ale materialelor semiconductoare. Controlul tehnologic al acesteia se face prin intermediul impurificării: în figura 2.10 se prezintă dependența rezistivității de concentrația de impurități, acceptoare sau donoare, pentru siliciu, la 300 K.

Rezistivitatea semiconductoarelor este puternic dependentă și de temperatură: în figura 2.11 se prezintă, calitativ, o asemenea dependență. La $T = 0$ K semiconductorul este izolator perfect ($\rho \rightarrow \infty$). La creșterea temperaturii (porțiunea I-a a curbei) contează ionizarea impurităților, deci vor crește concentrațiile de purtători și va scădea rezistivitatea. În porțiunea a II-a a curbei (care cuprinde și temperaturile uzuale de lucru), concentrațiile de purtători majoritari sînt practic constante, dar contează scăderea mobilității, obținindu-se astfel o creștere ușoară a rezistivității. La temperaturi ridicate (porțiunea a III-a) se obține o nouă creștere a concentrațiilor de purtători pe seama generării de perechi electron-gol din ruperea legă-

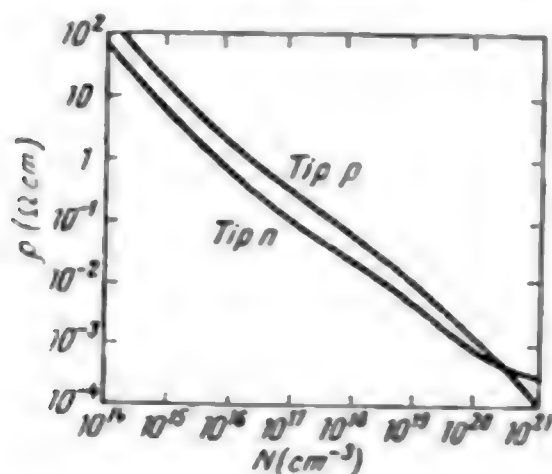


Fig. 2.10.

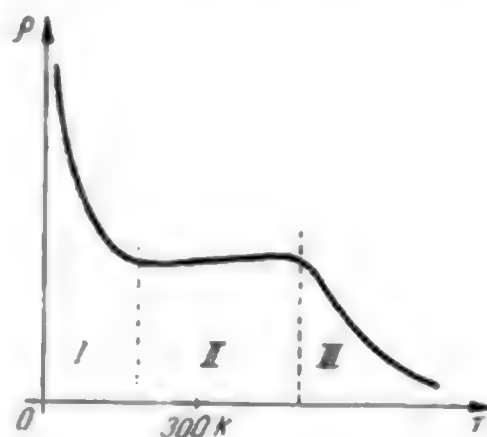


Fig. 2.11.

turilor covalente; aici, semiconductoarele își pierd caracterul de tip n sau p , apropiindu-se de comportarea unui material intrinsec ($p = n = n_i$). Ținând seama de relația (2.2), se explică scăderea puternică a rezistivității la creșterea temperaturii.

2.5.2. Curenți de difuzie

Prezența unor concentrații neuniforme de electroni sau goluri determină transportul acestora, cu tendința de uniformizare a distribuției lor. Acest fenomen, de difuzie, indică proporționalitatea dintre fluxul de particule \vec{F} și gradientul concentrației de impurități (VC), conform relației;

$$\vec{F} = -D \cdot \nabla C. \quad (2.19)$$

Fluxul \vec{F} reprezintă numărul de particule care traversează o suprafață unitară, așezată perpendicular pe direcția de transport, în unitatea de timp; factorul de proporționalitate D se numește *coeficient de difuzie*. Aplicând relația (2.19) pentru electroni ($C = n$) și pentru goluri ($C = p$), se obțin expresiile densităților de curent de difuzie, \vec{j}_{nd} , respectiv \vec{j}_{pd} :

$$\vec{j}_{nd} = (-q)\vec{F}_n = qD_n \nabla n; \quad (2.20)$$

$$\vec{j}_{pd} = (+q)\vec{F}_p = -qD_p \nabla p. \quad (2.21)$$

Coeficienții de difuzie pentru electroni (D_n) și pentru goluri (D_p) sînt legați de mobilitățile corespunzătoare conform relațiilor lui Einstein:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n; \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p. \quad (2.22)$$

2.5.3. Ecuațiile curenților în semiconductoare

Densitatea totală de curent (\vec{j}) într-un semiconductor reprezintă contribuția atât a electronilor, cât și a golurilor:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p \quad (2.23)$$

Fiecare dintre densitățile de curent \vec{j}_n și \vec{j}_p se datorește atât efectului de cîmp, cât și difuziei; conform relațiilor (2.15), (2.16), (2.17) și (2.20), (2.21) se obține:

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{ne} + \vec{j}_{nd} = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \nabla n; \quad (2.24)$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{pe} + \vec{j}_{pd} = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \nabla p. \quad (2.25)$$

În cazul unor cîmpuri electrice variabile în timp, relația (2.23) va cuprinde și un termen corespunzător densității de curent de deplasare:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (2.26)$$

Porumblarea naturii tuturor componentelor curenților în semiconductoare dă posibilitatea comparării acestora cu mecanismele de transport în metale. La metale, așa cum a-a explicat, calitativ, în subcapitolul 2.2, conducția curentului electric se datorește numai electronilor de conducție, deci nu apare curentul de goluri. De asemenea, curentul de electroni la metale conține numai termenul de cimp. În metale nu apar curenți de difuzie pentru că nu se pot realiza concentrații neuniforme de electroni; orice tendință de neuniformizare a distribuției electronilor este anihilată rapid de curenți electrici intenși pentru că metalele au o rezistivitate electrică foarte mică. Se dovedește că și semiconductoarele puiernic dopate cu impurități (concentrații mari de electroni sau goluri) au comportarea în conducție electrică asemănătoare cu cea a metalelor.

2.6. GENERAREA ȘI RECOMBINAREA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

Fizica semiconductoarelor a arătat că electronii își modifică permanent și în mod natural nivelul energetic.

● **Generarea** reprezintă fie fenomenul de trecere a unui electron al rețelei cristaline în banda de conducție, fie de părăsire a benzii de valență. Primul fenomen duce la *generarea de electroni de conducție*, iar al doilea — la *generarea de goluri*. În cadrul primului proces, electronul pleacă de pe un nivel energetic din banda de valență sau din banda interzisă (fig. 2.21, a); în acest ultim caz este vorba despre un nivel (E_t) local, creat de defecte ale rețelei cristaline sau de impurități douoare, acceptoare sau altele, introduse special de constructor.

Pentru procesul de generare a golurilor, electronii din banda de valență pleacă pe nivele energetice din banda de conducție sau din banda interzisă (fig. 2.12, b).

● **Recombinarea** reprezintă procesul prin care un electron al rețelei cristaline părăsește banda de conducție sau trece în banda de valență. În primul caz *dispare un electron de conducție*, iar în al doilea caz *dispare un gol*. Mecanismul salturilor energetice posibile este prezentat în figura 2.13 (a — pentru electroni, b — pentru goluri), similar cu mecanismul de generare.

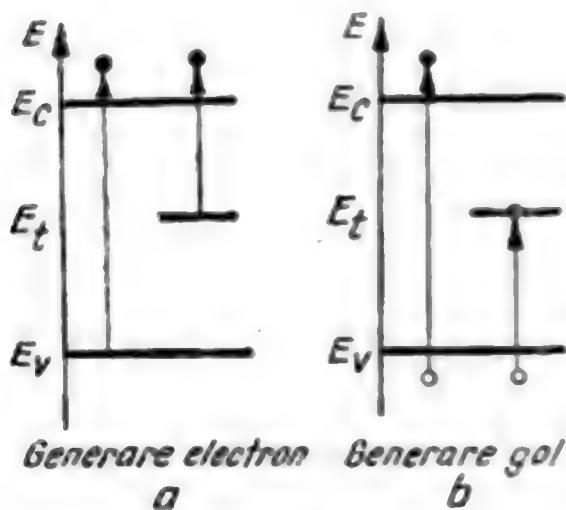


Fig. 2.12.

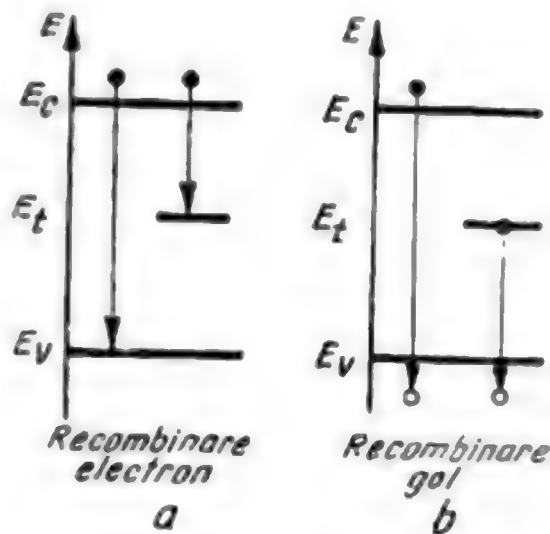


Fig. 2.13.

Trebuie deci remarcat că fenomenele de generare — recombinaire nu conduc la apariția — dispariția de particule fizice, ci numai de particule viabile în procesul de conducție electrică, viabilitate garantată de poziția energetică a electronilor din rețea.

● Ratele de desfășurare a celor patru mecanisme, în sensul numărului de particule (electroni sau goluri) care se generează/recombină în unitatea de volum și în unitatea de timp, se numesc **viteze de generare/recombinaire** și se notează respectiv g , g_r , r , r_r . Generarea purtătorilor de sarcină se poate datora și unor cauze externe (exemplu: sub influența unei radiații luminoase); în acest caz, vitezele de generare corespunzătoare se notează G_L și G_L , (de regulă $G_{L_e} = G_{L_h} = G_L$). De asemenea, se definesc **vitezele nete de recombinare**, R_e și R_h , conform relațiilor:

$$R_e = r_e - g_e; \quad (2.27)$$

$$R_h = r_h - g_h. \quad (2.28)$$

● Semiconductoarele prezintă o diversitate de modalități de desfășurare a proceselor de generare-recombinaire. Cel mai simplu proces este *generarea-recombinarea directă* (bandă-bandă), care se desfășoară prin trecerea electronilor direct din banda de valență în banda de conducție și invers. Se observă (vezi fig. 2.12 și fig. 2.13) că generarea se face pe perechi electron-gol, iar dispariția electronului de conducție se face simultan cu dispariția golului (recombinaire). În aceste condiții: $g_e = g_h$; $r_e = r_h$ și $R_e = R_h$.

Siliciul, cel mai reprezentativ material semiconductor actual, prezintă un *mecanism indirect*, prin intermediul nivelelor energetice din banda interzisă. Trecerea unui electron dintr-o bandă în alta se face prin două salturi, folosind nivelul intermediar E_i . Sînt situații cînd acest nivel reține electronul un timp lung (nivel de captură) și, atunci, nu se mai îndeplinește egalitatea vitezelor de generare/recombinaire pentru electroni și pentru goluri: $g_e \neq g_h$; $r_e \neq r_h$ și $R_e \neq R_h$.

Majoritatea dispozitivelor actuale, realizate din siliciu, sînt descrise satisfăcător de modelul generării/recombinației printr-un singur nivel energetic intermediar, fără nivele energetice de captură, model cunoscut sub denumirea SRH (de la numele autorilor: Shockley, Read și Hall). Conform acestui model, viteza netă de recombinare se notează cu U ($R_e = R_h = U$) și este dată de relația:

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{e0}(p + p_1) + \tau_{h0}(n + n_1)}, \quad (2.29)$$

unde τ_{e0} și τ_{h0} sînt două constante și reprezintă timpii de viață ai electronului, respectiv golului, iar n_1 și p_1 sînt concentrații fictive de electroni și de goluri pentru un semiconductor în care nivelul Fermi se suprapune peste nivelul energetic intermediar ($E_F = E_i$).

○ Din relația (2.29) se desprind următoarele trei concluzii:

a) la echilibru termic ($pn = p_0 n_0 = n_i^2$), viteza netă de recombinare este nulă; acest lucru înseamnă: $g_e = r_e$ și $g_h = r_h$, fără ca aceste patru viteze să fie nule;

b) la neechilibru, în condiții de exces de purtători ($pn > n_i^2$), se obține $U > 0$, respectiv $r_e > g_e$ și $r_h > g_h$, adică predomină recombinarea;

c) la neechilibru, în condiții de lipsă de purtători ($pn < n_i^2$), se obține $U < 0$, respectiv $r_e < g_e$ și $r_h < g_h$, adică predomină generarea.

Aceste observații descriu realitatea fizică conform căreia *un semiconductor aflat la neechilibru își dezvoltă mecanisme care tind să-l readucă la echilibru.*

Pe baza acestor observații, s-a căutat să se dea o formă simplă a vitezelor nete de recombinare și anume:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}; \quad (2.30)$$

$$R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (2.31)$$

unde τ_n și τ_p se numesc timpi de viteză ai purtătorilor în exces. Această formă de definire satisface cele trei concluzii de mai sus, dar mărimile τ_n și τ_p nu mai sînt constante (simplitatea relațiilor este formală!)

2.7. ECUAȚII DE CONTINUITATE

Cauzele variației în timp a concentrațiilor de purtători pot fi:

- generarea datorată unor agenți externi;
- generarea—recombinarea internă;
- fenomene de transport (prin intermediul curenților).

Ecuatiile care stabilesc dependența prezentată mai sus se numesc ecuații de continuitate și au forma:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_L - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_n; \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_L - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_p. \quad (2.33)$$

Un caz particular al acestor ecuații este dat de situația: $G_L = 0$, model unidimensional și alegerea relațiilor (2.30) și (2.31) pentru vitezele nete de recombinare. Atunci, forma ecuațiilor de continuitate este:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial \vec{j}_n}{\partial x}; \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial \vec{j}_p}{\partial x}. \quad (2.35)$$

2.8. ECUAȚIILE DE BAZĂ ALE DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

Orice dispozitiv semiconductor poate fi descris cu ajutorul unui sistem de ecuații liniare și diferențiale, în condițiile precizării condițiilor la limită, inițiale și de dopaj (N_D , N_A). Acest sistem cuprinde șase ecuații după cum urmează:

— ecuațiile de curent :

$$\vec{j}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \nabla n ;$$

$$\vec{j}_p = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \nabla p ;$$

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} ;$$

— ecuațiile de continuitate :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_L - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_n ;$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_L - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_p ;$$

— ecuația lui Poisson :

$$\Delta u = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + N_D^+ - N_A^-) .$$

În ecuația lui Poisson s-a notat cu u potențialul electric ($\vec{E} = -\nabla u$), iar aproximația uzuală pentru concentrațiile de ioni este $N_D^+ \cong N_D$ și $N_A^- \cong N_A$.

○ **Observație.** Unele dispozitive semiconductoare actuale funcționează la dimensiuni submicronice, deci cu colective reduse de particule. În aceste situații descrierea macroscopică oferită de acest sistem de ecuații nu mai corespunde și se apelează la alte moduri de formulare matematică a funcționării, legate direct de mecanica cuantică.

JONCTIUNEA pn

3.1. INTRODUCERE

Dispozitivele semiconductoare au în construcția lor regiuni ale rețelei monocristaline cu diverse impurificări atât ca mărime a concentrației, cât și ca tip de impuritate. Joncțiunea pn reprezintă o structură fizică realizată într-un monocristal care are două regiuni vecine, una de tip *p* și alta de tip *n*. Linia de demarcație dintre cele două regiuni se numește *joncțiune metalurgică*. În figura 3.1 se prezintă un model unidimensional al joncțiunii pn, precizându-se profilul concentrației nete de impurități ($N_A - N_D$). Pentru abscise $x < 0$ se observă că $N_A > N_D$, deci se obține o zonă de tip *p*; pentru $x > 0$ dotarea cu impurități are $N_D > N_A$, deci se formează o zonă de tip *n*. Joncțiunea metalurgică se realizează la $x = 0$, pentru care concentrația netă de impurități este nulă.

Marea majoritate a dispozitivelor semiconductoare conțin una sau mai multe joncțiuni. Cel mai simplu dispozitiv electronic, realizat cu o singură joncțiune, este *dioda semiconductoare*.

Nu trebuie făcută confuzie întrebuințării echivalente a termenilor de joncțiune pn și diodă semiconductoare, pentru că dioda semiconductoare poate fi realizată și pe baza altor structuri fizice, de exemplu contactul metal-semiconductor. În plus, dioda semiconductoare este un ansamblu tehnic care cuprinde, pe lângă structura fizică care o definește (joncțiune pn sau contact metal-semiconductor), și alte structuri cum sînt contactele ohmice, sistemele de prindere și de evacuare a căldurii (capotă) etc.

Cunoașterea fenomenelor din joncțiunea pn servește și la înțelegerea unor fenomene cum sînt cele legate de suprafața semiconductorului, de contacte metalice etc.

3.2. JONCTIUNEA pn LA ECHILIBRU TERMIC

Studiul joncțiunii pn se face pe un caz particular de impurificare și anume pe profilul abrupt al concentrației de impurități. Conform acestui profil, în zona *p* se găsesc numai impurități acceptoare, în concentrație constantă N_A , iar în zona *n* se găsesc numai impurități donoare, în concentrație constantă N_D . Alegerea acestui profil facilitează înțelegerea și descrierea matematică a fenomenelor fizice.

● **Fenomenele fizice din joncțiunea pn.** Dacă cele două regiuni, *p* și *n*, ar fi fost independente, concentrațiile de goluri și electroni ar fi fost date de (conform relațiilor 2.9 și 2.10):

$$p_{p0} \cong N_A; \quad n_{p0} \cong n_i^2/N_A, \quad (3.1)$$

în regiunea *p* și:

$$n_{n0} \cong N_D; \quad p_{n0} \cong n_i^2/N_D. \quad (3.2)$$

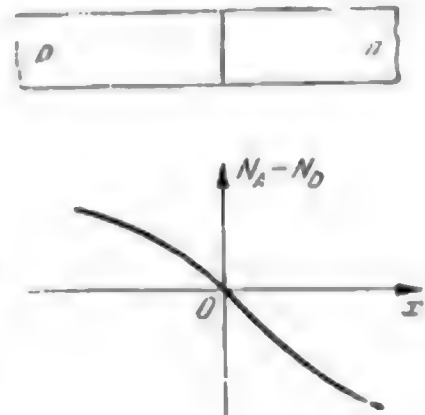


Fig. 3.1.

În regiunea n (indicele „0” semnifică echilibrul termic). Electronii în zona n și golurile în zona p sunt *purători majoritari*; golurile în zona n și electronii în zona p sunt *purători minoritari*.

Intr-o joncțiune pn aflată la echilibru termic, concentrațiile de purtători mobili de sarcină diferă de valorile date de relațiile (3.1) și (3.2). Această diferență este mai puternică în zona joncțiunii metalurgice, unde se constată scăderea apreciabilă a concentrațiilor de purtători majoritari. Aici apare și un cîmp electric orientat de la regiunea n spre regiunea p .

Acest lucru se datorează difuziei purtătorilor mobili de sarcină. Astfel, golurile din regiunea p , aflate în concentrații mari, difuzează spre regiunea n unde concentrația lor este mai mică; aici ele se recombinau datorită tendinței semiconductorului de tip n de a restabili echilibrul (caracterizat de o concentrație mică de goluri, p_{n0}). În mod similar, electronii din zona n difuzează spre zona p . Procesele de difuzie încep, evident, cu purtătorii din apropierea joncțiunii metalurgice. În zona p adiacentă joncțiunii metalurgice, prin plecarea golurilor apare un exces de sarcină negativă datorat ionilor acceptori (sarcini fixe). Zona n din apropierea joncțiunii metalurgice capătă o sarcină în exces pozitivă, prin același procedeu. Ca urmare, se stabilește un cîmp electric intern orientat de la regiunea n spre regiunea p . Acest cîmp electric transportă golurile dinspre regiunea n spre regiunea p și electronii dinspre regiunea p spre regiunea n , deci în sens contrar fluxurilor de difuzie. Ca urmare, procesul de scădere a concentrațiilor de purtători majoritari nu se continuă pînă la uniformizarea concentrațiilor (conform tendinței de difuzie), ci se autolimitează (prin generarea cîmpului electric intern) la valori care asigură echilibrul curenților (fluxurilor) de difuzie și de cîmp: $\vec{j}_{n0} = -\vec{j}_{nA}$; $\vec{j}_{p0} = -\vec{j}_{pA}$. Această situație corespunde unui curent electric nul prin structură, rezultat compatibil cu condiția de echilibru termic.

● **Descrierea matematică exactă a fenomenelor din joncțiunea pn** folosește sistemul ecuațiilor de bază ale dispozitivelor semiconductoare pentru tot volumul joncțiunii; calculele sînt laborioase chiar pentru un model unidimensional și un profil abrupt al concentrației de impurități și se fac pe baza unor programe pentru calculatoare electronice.

● Rezultate foarte bune se obțin într-o reprezentare aproximativă, numită **aproximație de golire**. Conform acestei aproximații (fig. 3.2, a), joncțiunea se împarte în trei regiuni: *regiunea de trecere* (în jurul joncțiunii metalurgice: $-l_{n0} < x < l_{p0}$) și *două regiuni neutre*. Toate fenomenele specifice joncțiunii la echilibru termic se petrec în regiunea de trecere. Aici, concentrațiile de electroni și goluri sînt diferite față de cazul zonelor p și n independente (fig. 3.2, c). Aproximația de golire consideră că în regiunea de trecere se neglijează concentrațiile de electroni și goluri față de concentrațiile de impurități (fig. 3.2, b). Ca urmare, densitatea de sarcină de volum din această regiune, ρ_v (fig. 3.2, d), este dată de:

$$\rho_v = \begin{cases} -qN_A; & -l_{n0} < x < 0; \\ +qN_D; & 0 < x < l_{p0}. \end{cases} \quad (3.3)$$

Regiunile neutre p și n au o comportare identică cu aceea a două semiconductoare separate. În regiunile neutre nu există sarcină electrică netă.

Avînd în vedere cele prezentate mai sus, regiunea de trecere se mai numește și *regiune golită* sau *regiune de sarcină spațială*.

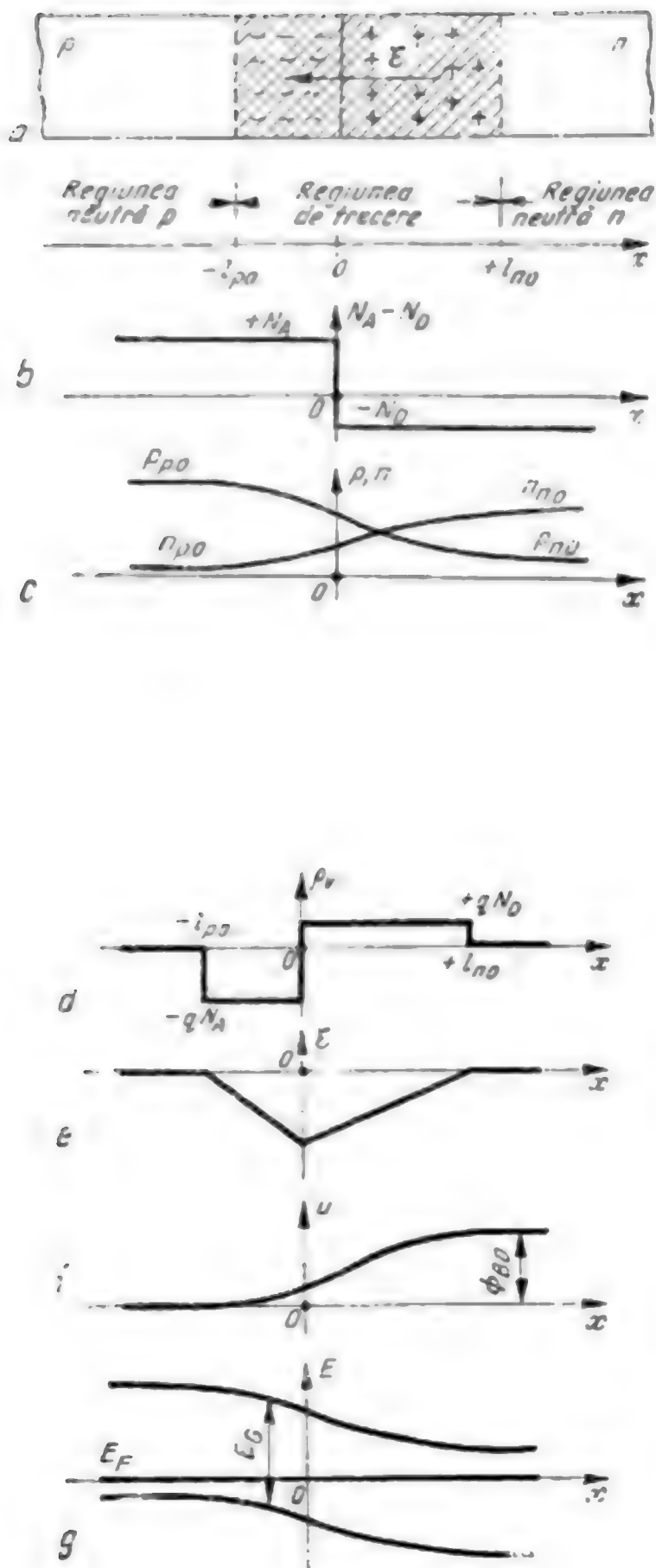


Fig. 3.2.

Distribuția de câmp electric (6, fig. 3.2, e) și de potențial electric (8, fig. 3.2, f) se deduc din rezolvarea ecuației lui Poisson:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (3.4)$$

cu condițiile la limită:

$$\phi(x = -l_{p0}) = \phi(x = l_{n0}) = 0; \quad (3.5)$$

$$u(x = -l_{p0}) = 0, \quad u(x = l_{n0}) = \Phi_{B0}. \quad (3.6)$$

Potențialul Φ_{B0} care se stabilește între liniile regiunii de sarcină spațială se numește *diferență internă de potențial*. Mărimea ei se determină observând diagrama energetică a joncțiunii (fig. 3.2, g). Conform observațiilor făcute în subcapitolul 2.4, nivelul Fermi la echilibru termic este constant. Benzile energetice din regiunea de trecere se curbează, potențialul se regăsindu-se din relația:

$$u(x) = -\frac{E_c(x) - E_c(-l_{p0})}{q}. \quad (3.7)$$

Ca urmare, diferența internă de potențial este dată de:

$$\Phi_{B0} = -\frac{E_c(l_{n0}) - E_c(-l_{p0})}{q}. \quad (3.8)$$

Ținând seama de relația (2.4) care dă concentrațiile de electroni:

$$n_{n0} = N_c \exp\left(-\frac{E_c(l_{n0}) - E_F}{kT}\right); \quad (3.9)$$

$$p_{p0} = N_v \exp\left(-\frac{E_v(-l_{p0}) - E_F}{kT}\right), \quad (3.10)$$

se obține*:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{p_{p0}}. \quad (3.11)$$

Înlocuind concentrațiile n_{n0} și p_{p0} cu expresiile lor date în funcție de concentrațiile de impurități — relațiile (3.1) și (3.2) — diferența internă de potențial are expresia:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}. \quad (3.12)$$

Rezolvarea ecuației lui Poisson (3.4), cu condițiile la limită (3.5) și (3.6) conduce la expresiile intensității câmpului electric:

$$\phi(x) = \begin{cases} \frac{-qN_A}{\epsilon}(x + l_{p0}); & -l_{p0} < x < 0; \\ \frac{-qN_D}{\epsilon}(l_{n0} - x); & 0 < x < l_{n0}, \end{cases} \quad (3.13)$$

și ale potențialului electric:

$$u(x) = \begin{cases} \frac{-qN_A}{\epsilon}(x + l_{p0})^2; & -l_{p0} < x < 0; \\ \Phi_{B0} - \frac{qN_D}{\epsilon}(l_{n0} - x)^2; & 0 < x < l_{n0}. \end{cases} \quad (3.14)$$

* O relație asemănătoare se stabilește între p_{p0} și p_{n0} .

Punind condiția de continuitate a intensității cîmpului electric la $x = 0$, se obține relația:

$$N_A J_{p0} = N_D J_{n0}, \quad (3.15)$$

care exprimă neutralitatea globală a semiconductorului și indică *pătrunderea mai accentuată a regiunii de sarcină spațială în zona mai slab dopată a joncțiunii*.

Din condiția de continuitate a potențialului electric în dreptul joncțiunii metalurgice ($x = 0$), corelată cu relația (3.15) se obține expresia *lărginii totale (l_0) a regiunii de sarcină spațială la echilibru termic*:

$$l_0 = l_{n0} + l_{p0} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) \Phi_{no}}. \quad (3.16)$$

Unul dintre cazurile particulare de dopare a joncțiunii *pn* este dat de profilul abrupt asimetric, caracterizat de concentrații mari de impurități într-una dintre regiunile joncțiunii în raport cu cealaltă. Astfel de joncțiuni se notează *p⁺n*, dacă $N_A \gg N_D$, și *pn⁺*, dacă $N_D \gg N_A$. Considerînd, de exemplu, o joncțiune *p⁺n*, se observă că regiunea de trecere se extinde, practic, numai în regiunea slab dopată, lărgimea ei fiind:

$$l_0 \approx l_{n0} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D} \Phi_{no}}. \quad (3.17)$$

Într-o astfel de joncțiune, fenomenele electrice sînt dependente numai de concentrația de impurități din regiunea slab dopată.

3.3. CARACTERISTICA STATICĂ A JONCȚIUNII *pn*

*Caracteristica statică desemnează dependența curentului prin joncțiune, I_A , de tensiunea de polarizare aplicată acesteia, V_A . Convenția de notații este prezentată în figura 3.3. Pentru aplicarea tensiunii de polarizare, la capetele joncțiunii se consideră două contacte ohmice ideale (vezi capitolul metal-semiconductor). Polarizarea electrică a joncțiunii *pn* se face în două situații:*

- *polarizare directă*, pentru care $V_A > 0$ și va rezulta $I_A > 0$;
- *polarizare inversă*, pentru care $V_A < 0$ (rezultă $I_A < 0$).

În polarizare directă se fac notațiile $I_A = I_F$ și $V_A = V_F$, iar în polarizare inversă, $I_A = -I_R$ și $V_A = -V_R$.

3.3.1. Fenomene fizice în joncțiunea *pn* polarizată electric

Aplicarea unei tensiuni electrice exterioare (V_A) duce la modificarea cîmpului electric intern și, ca urmare, duce

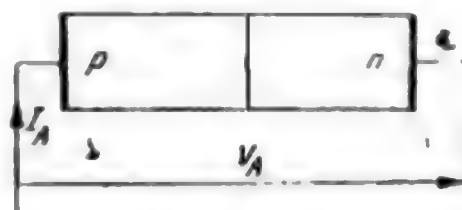


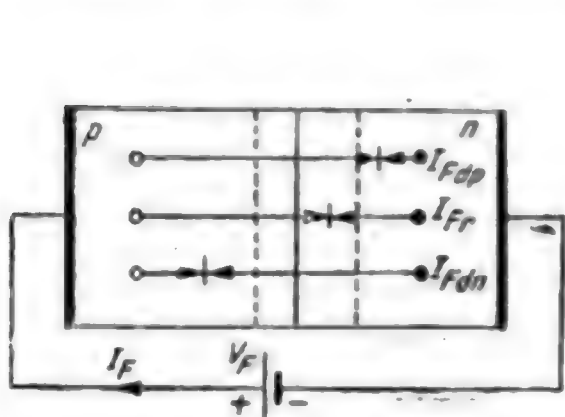
Fig. 3.3.

la stricarea echilibrului curenți lor de difuzie și de cîmp de la echilibru termic.

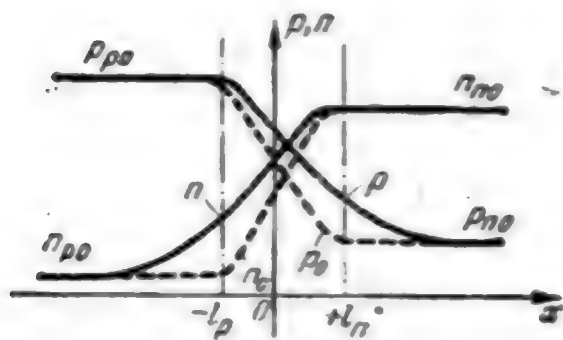
● **Aplicarea unei polarizări directe** (fig. 3.4) duce la *micșorarea cîmpului electric intern* (sensul tensiunii aplicate este contrar sensului cîmpului intern de la echilibru termic). Aceasta duce la micșorarea curenților de cîmp și mărirea curenților de difuzie, rezultînd un curent I_p nenul. Micșorarea cîmpului electric intern duce la creșterea concentrației purtătorilor mobili de sarcină datorită deplasării golurilor spre regiunea n și a electronilor spre regiunea p (în cantități mai mari decît la echilibru termic). Acest proces se numește *injecție de purtători minoritari*. În figura 3.4, *b* s-au reprezentat cu linie întreruptă concentrațiile de electroni și goluri la echilibru termic (n_0 și p_0), iar cu linie continuă — aceleași mărimi în condițiile polarizării directe (n și p). Existența unui excedent de concentrații duce la *preponderența fenomenelor de recombinare*. Recombinarea purtătorilor mobili de sarcină are loc atît în regiunile neutre, cît și în interiorul regiunii de trecere. Ca urmare, se definesc trei componente ale curentului direct (fig. 3.4, *a*) :

- *curentul de difuzie a golurilor* (I_{Fdp}) datorat golurilor care se recombină în regiunea neutră n ; denumirea acestui curent provine de la faptul că golurile injectate în regiunea n sînt transportate în principal prin difuzie ;
- *curentul de difuzie a electronilor* (I_{Fdn}), datorat electronilor injectați în regiunea p și care se recombină cu goluri în regiunea neutră p ;
- *curentul de recombinare* (I_R), datorat recombinării electron-gol în regiunea de trecere.

● În cazul **polarizării inverse** (fig. 3.5), tensiunea V_R , aplicată din exterior, *mărește cîmpul electric intern*. Curenții de difuzie se vor micșora în favoarea curenților de cîmp. Concentrațiile de electroni și goluri vor fi

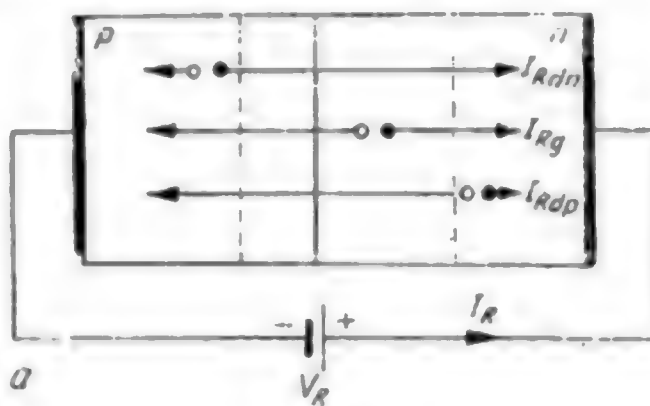


a

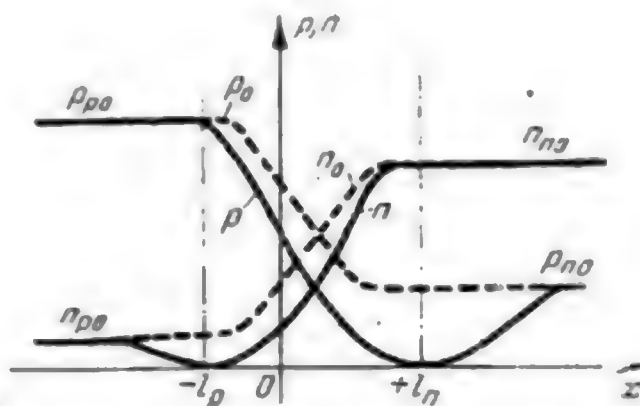


b

Fig. 3.4.



a



b

Fig. 3.5.

mai mici decât la echilibru termic (vezi fig. 3.5, b) datorită cîmpului electric crescut, care extrage golurile din regiunea n și electronii din regiunea p . Ca urmare, vor predomină fenomenele de generare; odată generată, perechea electron-gol este despărțită prin antrenarea de către cîmp, a electronului și golului, în sensuri contrare. După locul unde se generează perechea electron-gol, se definesc trei componente ale curentului invers;

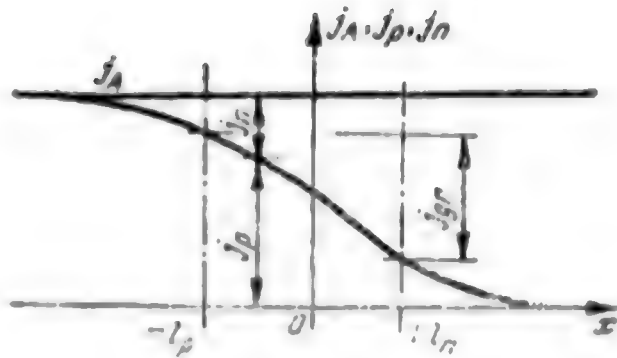


Fig. 3.6.

— *curentul de difuzie a electronilor*, I_{RAn} , datorat generării în regiunea neutră p ; denumirea curentului provine din faptul că transportul electronului în regiunea p se face, în principal, prin difuzie,

curentul de difuzie a golurilor, I_{RAp} , datorat generării în regiunea neutră n ;

— *curentul de generare*, I_{Rg} , datorat purtătorilor generați în regiunea de trecere.

○ **Concluzii.** Avînd în vedere cele prezentate mai sus, se poate generaliza că în ambele regimuri de polarizare curentul prin joncțiunea pn se datorează atât fenomenelor din regiunea de sarcină spațială, cit și celor din regiunile neutre. În regiunea de sarcină spațială curentul se datorează proceselor de generare-recombinare, transportul electronilor și golurilor fiind determinat de cîmpul electric existent aici (E_p). În regiunile neutre, curentul are origină tot în procesele de generare-recombinare, dar mecanismul de transport preponderent este difuzia purtătorilor minoritari (I_{Ap} și I_{An}). Examinînd figurile 3.4 și 3.5 se observă, de asemenea în mod unitar, că parcurgînd joncțiunea dinspre regiunea p către regiunea n contribuția golurilor la curentul total scade, crescînd corespunzător contribuția electronilor. Aceste rezultate sînt prezentate calitativ în figura 3.6; j_A este densitatea de curent total și se compune din curentul de goluri j_p și curentul de electroni j_n ($j_A = j_p + j_n$). Pe baza figurii 3.6 se deduce densitatea curentului de generare-recombinare (din interiorul regiunii de sarcină spațială):

$$j_g = j_p(-l_p) - j_p(l_n) = j_n(l_n) - j_n(-l_p). \quad (3.18)$$

3.3.2. Determinarea caracteristicii statice

● Studiul caracteristicii statice se va face, în continuare, pe baza *aproximației de golire*, completată cu două *aproximări specifice situației de neechilibru*.

Prima aproximare se referă la regiunile neutre și este cunoscută sub denumirea de **nivel mic de injecție**; aceasta presupune că injecția de purtători minoritari se face într-o măsură care permite neglijarea concentrațiilor lor în raport cu cele ale purtătorilor majoritari, adică:

$$n(-l_p) \ll p_0; \quad p(l_n) \ll n_0; \quad (3.19)$$

(pentru notații, vezi figura 3.4). Este evident că inegalitățile de mai sus sînt critice la polarizarea directă. Relațiile (3.19) trebuie interpretate în sensul că aportul de sarcină suplimentară în regiunile neutre este foarte mic. Acest fapt are următoarele consecințe:

— concentrațiile purtători majoritari din regiunile neutre nu diferă sensibil de cazul echilibrului termic:

$$p(x \leq -l_p) \cong p_{n0}; \quad n(x \geq l_n) \cong n_{p0}; \quad (3.20)$$

Acest lucru se explică prin tendința concentrațiilor de purtători majoritari de a urmări modul de variație a concentrațiilor purtătorilor minoritari datorită forțelor electrice care apar între sarcini de semn contrar. Întrucît surplusul de purtători minoritari este mic, modificarea concentrațiilor purtătorilor majoritari, față de echilibrul termic, este nesemnificativă.

— cîmpul electric din regiunile neutre este foarte mic. Pentru curenții de purtători majoritari, el nu poate fi neglijat întrucît reprezintă singura modalitate de transport în condițiile în care concentrația lor s-a presupus constantă (vezi relația 3.20). În schimb, pentru purtătorii minoritari se poate neglijă curențul de cîmp față de curențul de difuzie. Această neglijare are în vedere atît valoarea mică a cîmpului electric, cît și nivelul redus al concentrațiilor purtătorilor minoritari. Ca urmare, se va aproxima:

$$j_n(x \leq -l_p) \cong j_{n0}; \quad j_p(x \geq l_n) \cong j_{p0}. \quad (3.21)$$

A doua aproximare se referă la regiunea de sarcină spațială și definește situația de *evasechilibru*. Conform acestei ipoteze, produsul concentrațiilor de electroni și de goluri este o constantă în tot volumul regiunii de sarcină spațială, la fel ca la echilibrul termic; valoarea constantei este însă diferită de n_i^2 .

● **Calcululele privind caracteristica statică** încep cu observația că aplicarea unei tensiuni din exterior modifică diferența internă de potențial (Φ_n) față de cazul echilibrului termic (Φ_{n0}) cu valoarea V_A :

$$\Phi_n = \Phi_{n0} - V_A. \quad (3.22)$$

În figurile 3.7, *a* și *b* s-a reprezentat variația potențialului u de-a lungul joncțiunii în polarizare directă, respectiv inversă, iar în figura 3.7, *c*—diagrama energetică a structurii în polarizare directă.

Expresiile intensității cîmpului electric și potențialului electric se determină similar cu cazul echilibrului termic, înlocuind condiția la limită (3.6) cu condiția:

$$u(x = l_n) = \Phi_{n0} - V_A; \quad (3.23)$$

limitele regiunii de sarcină spațială se notează cu l_p și l_n , iar grosimea a ci cu l . Pentru intensitatea cîmpului electric se obțin relațiile:

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{qN_A}{\epsilon}(x + l_p); & -l_p < x < 0; \\ -\frac{qN_D}{\epsilon}(l_n - x); & 0 < x < l_n, \end{cases} \quad (3.24)$$

iar pentru potențialul electric:

$$u(x) = \begin{cases} \frac{qN_A}{\epsilon}(x + l_p)^2; & -l_p < x < 0; \\ \Phi_{n0} - V_A - \frac{qN_D}{\epsilon}(l_n - x)^2; & 0 < x < l_n. \end{cases} \quad (3.25)$$

Între mărimile l_p și l_n există relația:

$$N_A l_p = N_D l_n \quad (3.26)$$

iar grosimea regiunii de sarcină spațială este dată de:

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) (\Phi_{\infty} - V_A)}; \quad (3.27)$$

se observă că în polarizare directă $l < l_0$, iar în polarizare inversă $l > l_0$.

Calculul curenților de difuzie impune cunoașterea concentrațiilor de electroni și goluri în regiunile neutre p , respectiv n , unde aceștia sînt minoritari: $n(x \leq -l_p) = n_p(x)$ și $p(x \geq l_n) = p_n(x)$. Pentru concentrația de goluri, se apelează la ecuația de continuitate (2.35) pentru caz staționar ($\partial p / \partial t = 0$):

$$\frac{p_p - p_{\infty}}{\tau_p} + \frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = 0, \quad (3.28)$$

unde j_p , conform relațiilor (3.21) și (2.21), este dat de:

$$j_p \approx j_{p0} = -q D_p \frac{dp_p}{dx}. \quad (3.29)$$

Introducînd expresia (3.29) în ecuația (3.28) se obține ecuația diferențială:

$$\frac{d^2 p_p}{dx^2} - \frac{p_p - p_{\infty}}{L_p^2} = 0, \quad (3.30)$$

unde cu L_p s-a notat mărimea:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (3.31)$$

care poartă denumirea de *lungime de difuzie a golurilor*. O ecuație similară se obține pentru concentrația n de electroni și se definește *lungimea de difuzie a electronilor*:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (3.32)$$

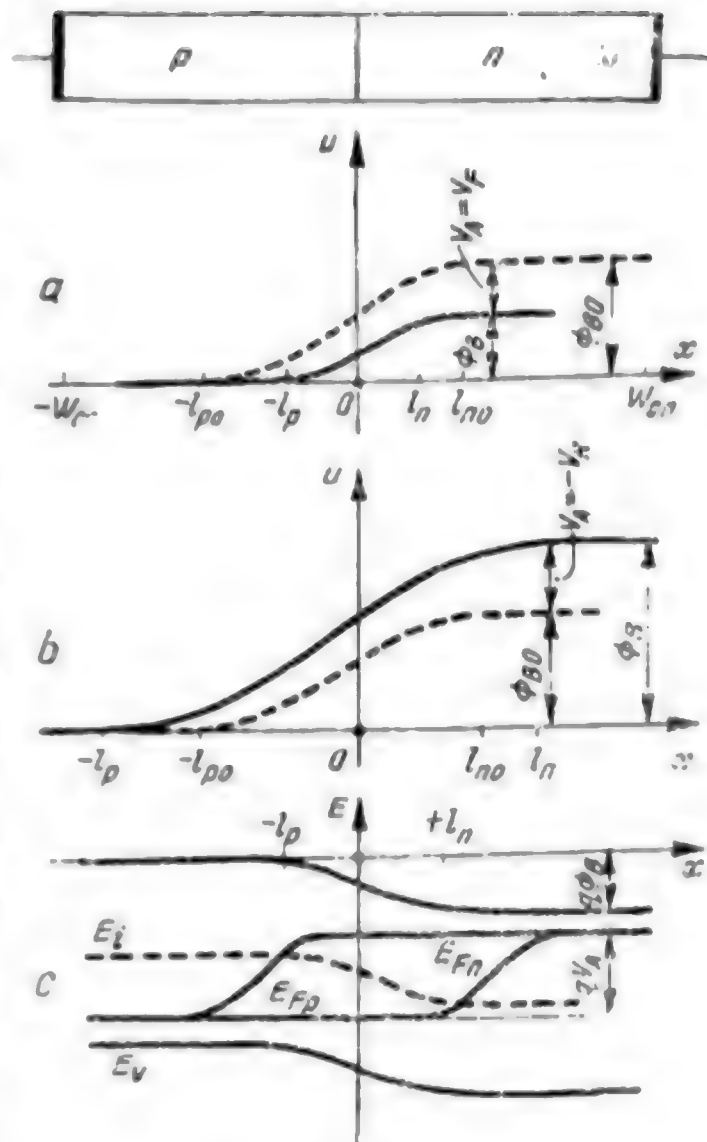


Fig. 3.7.

Rezolvarea ecuației (3.30) impune cunoașterea condițiilor la limită $p_n(l_n)$ și $p_n(\infty)$.

Calculul concentrației de goluri la limita dintre regiunea neutră n și regiunea de sarcină spațială ține seama de condiția de nivel mic de injecție cu consecința exprimată de relația (3.20). Ca urmare, cvasinivelele Fermi pentru electroni în regiunea neutră n (E_{Fn}) și pentru goluri în regiunea neutră p (E_{Fp}) sînt constante (vezi figura 3.7, c) și coincid cu nivelele Fermi din semiconductorul de tip p , respectiv n , la echilibru termic. Atunci, se observă relația:

$$E_{Fn}(l_n) - E_{Fp}(-l_p) = qV_A. \quad (3.33)$$

Condiția $pn = \text{const.}$, stabilită de ipoteza de cvasiechilibru în regiunea de trecere, devine prin înlocuirea concentrațiilor de electroni și goluri cu expresiile (2.11) și (2.12):

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) = \text{const.}, \quad (3.34)$$

ceea ce semnifică:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = \text{const.} \quad (3.35)$$

Asupra variației cvasinivelelor Fermi în interiorul regiunii de sarcină spațială se face o aproximație pe baza următoarelor considerații. Conform relațiilor (2.11), (2.22) rezultă expresia curentului total de electroni în termeni de cvasinivele Fermi:

$$j_n = n\mu_n \frac{dE_{Fn}}{dx}. \quad (3.36)$$

Pentru densitățile uzuale de curent prin joncțiune rezultă o valoare mică a gradientului cvasinivelului Fermi sau echivalent:

$$E_{Fn} \approx \text{const.}$$

În interiorul regiunii de sarcină spațială. Un rezultat similar se obține pentru E_{Fp} . Această observație, alături de cele descrise de relațiile (3.33) și (3.35), duce la concluzia constanței cvasinivelelor Fermi în interiorul regiunii de sarcină spațială:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = E_{Fn}(-l_p) - E_{Fp}(-l_p) = E_{Fn}(l_n) - E_{Fp}(l_n) = qV_A. \quad (3.37)$$

Conform relațiilor (2.12) și (3.37), se obține:

$$p_n(l_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) \quad (3.38)$$

și, în mod analog:

$$n_n(l_n) = n_{n0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right). \quad (3.39)$$

Relațiile (3.38) și (3.39) mai sînt cunoscute și sub denumirea de „condiții tip Shockley”.

Pentru a doua condiție la limită se consideră:

$$p_n(\infty) = p_{n0} \quad (3.40)$$

ceea ce arată că la distanțe mari față de regiunea de trecere toți purtătorii minoritari injectați s-au recombinat, restabilindu-se concentrația de la echilibru termic. Această condiție corespunde joncțiunilor care au contactele ohmice la distanțe (W_{cp} și W_{cn} , conform figurii 3.7):

$$W_{cp} \gg L_n; \quad W_{cn} \gg L_p; \quad (3.41)$$

aceste condiții specifică tipul de joncțiune *grossa*.

În felul acesta, soluția ecuației (3.30) este:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x-l_n}{L_p}\right). \quad (3.42)$$

Calculul curenților de generare-recombinare impune cunoașterea vitezei nete de recombinare în interiorul regiunii de sarcină spațială. Conform modelului Shockley — Read — Hall (relația 2.29) și a relațiilor (3.34) și (3.37), viteza netă de recombinare are expresia :

$$U = \frac{n_i^2 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right]}{\tau_{so}(p + p_i) + \tau_{so}(n + n_i)} \quad (3.43)$$

Se poate observa că mărimea lui U este maximă pentru nivele energetice intermediare E_i situate la mijlocul benzii interzise ($E_i = E_i$), situație care va fi luată în considerare ; atunci :

$$n_i = p_i = n_i \quad (3.44)$$

De asemenea se va considera egalitatea timpilor de viață :

$$\tau_{so} = \tau_{ro} = \tau_o \quad (3.45)$$

Atunci, expresia a (3.43) devine :

$$U = \frac{n_i^2 \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\tau_o (p + n + 2n_i)} \quad (3.45)$$

La rîndul ei, această expresie depinde de poziția în interiorul regiunii de sarcină spațială (x) prin intermediul concentrațiilor p și n . Se deduce simplu că, în ipoteza $pn = \text{const.}$, maximul are loc pentru abscisa la care $p = n$, sau, conform cu (2.11), (2.12) și (3.37) :

$$E_{F_n} - E_i = E_i - E_{F_p} = \frac{qV_A}{2} \quad (3.46)$$

Valoarea maximă a vitezei nete de recombinare rezultă :

$$U_{\max} = \frac{n_i}{2\tau_o} \cdot \frac{\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) + 1} \quad (3.47)$$

Relațiile (3.42) și (3.47) permit calculul curentului total prin joncțiune. Ținînd seama de notațiile din figura 3.6 și de explicațiile din paragraful anterior, rezultă :

$$\begin{aligned} I_A = A_J j_A &= A_J [j_p(l_s) + j_{sr} + j_n(-l_p)] \cong A_J [j_{pd}(l_s) + j_{sr} + j_{nd}(-l_p)] = \\ &= I_{dp}(l_s) + I_{sr} + I_{dn}(-l_p), \end{aligned} \quad (3.48)$$

unde A_J reprezintă aria joncțiunii.

Curentul de difuzie a gurilor rezultă din relațiile (3.21) și (3.42) :

$$\begin{aligned} I_{dp}(l_s) &= -A_J q D_p \frac{dp_p}{dx} \Big|_{x=l_s} = \\ &= A_J q \frac{D_p p_{so}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right]; \end{aligned} \quad (3.49)$$

În mod similar rezultă curentul de difuzie a electronilor :

$$I_{de}(-l_p) = A_J q \frac{D_e n_{p0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (3.50)$$

Calculul componentei de generare-recombinare a curentului (I_{gr}) pleacă de la ecuațiile de continuitate (2.32) sau (2.33) scrise pentru regiim staționar ($\partial p/\partial t = 0$, $\partial n/\partial t = 0$) și $G_L = 0$, cunoscind că $R_p = R_n = U$ și ținînd seama de (3.18), se obține :

$$j_{gr} = j_p(l_p) = j_n(-l_p) = q \int_{-l_p}^{+l_p} U dx. \quad (3.51)$$

Integrala din relația de mai sus este dificil de calculat datorită dependenței lui U de abscisa x , prin intermediul concentrațiilor p și n (3.45). În practică se obțin rezultate satisfăcătoare înlocuind pe U cu valoarea sa maximă dată de (3.47) ; atunci :

$$I_{gr} = A_J j_{gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l \frac{\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) + 1}. \quad (3.52)$$

Exceptînd domeniul tensiunilor V_A mici ($|V_A| < 3 kT/q$, pentru $kT/q = 0,026$ V la $T = 300$ K), relația (3.52) se exprimă satisfăcător prin :

$$I_{gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l \left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1 \right]. \quad (3.53)$$

În felul acesta, expresia matematică a caracteristicii statice este :

$$I_A = I_{sd} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] + I_{gr} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1 \right], \quad (3.54)$$

unde I_{sd} este curentul de saturație corespunzător difuziei, dat de :

$$I_{sd} = A_J q \left(\frac{D_p p_0}{L_p} + \frac{D_n n_0}{L_n} \right) = A_J q n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_a} + \frac{D_n}{L_n N_d} \right), \quad (3.55)$$

iar I_{gr} este curentul de saturație corespunzător fenomenelor de generare-recombinare :

$$I_{gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l. \quad (3.56)$$

În polarizare inversă, la tensiuni $V_A > 3 kT/q$, curentul are expresia :

$$I_A \cong I_{sd} + I_{gr} = I_0,$$

unde cu I_0 s-a notat curentul de saturație, denumire justificată de slaba dependență a acestui curent de tensiunea V_A ; într-adevăr, numai curentul I_{gr} depinde de tensiune prin lărgimea l a regiunii de trecere (3.27). Funcțiunile din siliciu au curentul de saturație determinat, practic, numai de fenomenele de generare ($I_0 \cong I_{gr}$). Pentru germaniu, cele două compo-

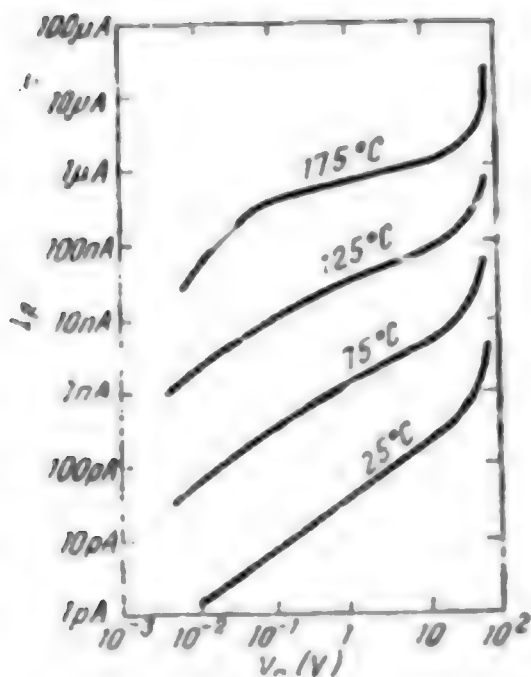


Fig. 3.8.

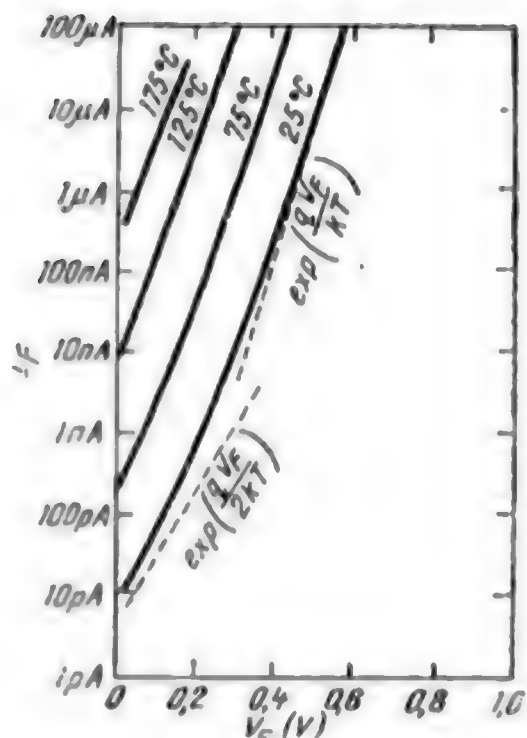


Fig. 3.9.

mente pot deveni comparabile. Un exemplu de caracteristică statică în polarizare inversă (pentru siliciu) este dat în figura 3.8.

În polarizare directă, la tensiuni $V_F < 3 \text{ } kT/q$, curentul este dat de:

$$I_F \approx I_{sa} \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) + I_{sr} \exp\left(\frac{qV_F}{2kT}\right). \quad (3.57)$$

La dispozitivele din germaniu predomină curentul de difuzie. La dispozitivele cu siliciu, la tensiuni V_F mici predomină curentul de recombinare, iar la tensiuni mari -- cel de difuzie (vezi figura 3.9).

Pentru calcule în scheme electrice, relația (3.54) se aproximează cu una mai simplă:

$$I_A = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) - 1 \right], \quad (3.58)$$

unde coeficientul m ia valori cuprinse între 1 și 2. În figura 3.10 se prezintă într-o singură diagramă caracteristica statică pentru o joncțiune în ambele situații de polarizare, utilizând scări liniare atât pentru curent, cât și pentru tensiune. Datorită modului rapid de variație a funcției exponențiale, se observă că într-un domeniu limitat de curent, -- tensiunea pe joncțiune în polarizare directă poate fi presupusă constantă; valoarea tipică a acesteia este 0,7 V pentru siliciu, 0,3 V pentru germaniu și 1 V pentru Ga As. Se arată că tensiunea pe joncțiune

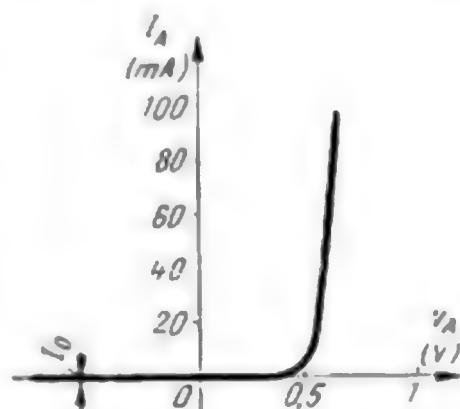


Fig. 3.10.

în polarizare directă nu poate depăși valoarea lui Φ_{s0} (pentru siliciu, $\Phi_{s0} \cong \cong 0,8-0,9$ V); în acest sens, se poate consulta și paragraful 3.3.4. În polarizare inversă, tensiunile aplicate pot fi foarte mari; pentru completare, se pot consulta paragraful 3.3.5 și subcapitolul 3.5.

Cazul joncțiunii subțiri

Un caz aparte de funcționare a unei joncțiuni este dat de *joncțiunea subțire*; o asemenea joncțiune are unul sau amindouă contactele apropiate de regiunea de sarcină spațială, adică relațiile (3.11) nu mai sînt adevărate. În dreptul contactelor, presupuse ideale, concentrațiile de purtători iau valorile de la echilibru termic. Ca urmare, condiția la limită (3.40) nu mai este valabilă; ea se înlocuiește, după caz, cu

$$p_n(W_{cs}) = p_{n0} \quad (3.59)$$

sau:

$$n_p(-W_{cs}) = n_{p0} \quad (3.60)$$

Presupunind, de exemplu, că regiunea neutră n este foarte subțire:

$$W_{cs} \ll L_n \quad (3.61)$$

distribuția de goli din regiunea neutră n , rezultată din rezolvarea ecuației (3.30), se poate aproxima cu:

$$p_n(x) \cong p_{n0} + [p_n(l_n) - p_{n0}] \left(1 - \frac{x - l_n}{W_{cs} - l_n}\right), \quad (3.62)$$

adică o variație liniară. Curentul de difuzie corespunzător are în acest caz expresia:

$$I_{dp}(l_n) = -A J q \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=l_n} = A J q \frac{D_p p_{n0}}{W_{cs}} \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (3.63)$$

în mod formal, această relație se obține din (3.49) prin înlocuirea lui L_p cu W_{cs} . Curentul de generare-recombinare nu se modifică. Ținînd seama de inegalitatea (3.61), se observă *creșterea puternică a curentului de difuzie*, ceea ce constituie o trăsătură esențială a joncțiunii subțiri.

3.3.3. Efectul suprafeței semiconductorului asupra caracteristicii statice

Suprafața semiconductorului reprezintă o „defecțiune” majoră a structurii cristaline, prin întreruperea periodicității rețelei. Din punct de vedere tehnic, suprafața este și sediul unor impurități suplimentare, active electric. Din punct de vedere constructiv, nici o joncțiune nu poate evita suprafața semiconductorului (vezi subcapitolul 3.5). Toate acestea se traduc printr-o creștere accentuată în această regiune a vitezelor de generare și recombinare. *Din punctul de vedere al caracteristicii statice, apare o modificare a componentei de generare-recombinare a curentului*, în sensul:

$$I_{gr} = I_{grv} + I_{grs}, \quad (3.68)$$

unde I_{grv} reprezintă efectul de generare-recombinare din volumul semiconductorului (dat de relația 3.53), iar I_{grs} — de la suprafața sa.

Comportarea diferită a suprafeței semiconductorului față de volumul său, din punctul de vedere al fenomenelor de generare-recombinare, duce și la modificarea distribuției purtătorilor minoritari din vecinătatea suprafeței, deci a curenților de difuzie din acea zonă, dar fenomenul este neglijabil.

Dinamica procesului de generare-recombinare la suprafață este dată de viteza netă de recombinare la suprafață, U_s , care semnifică numărul de purtători care se recombina/generează pe unitatea de suprafață și în unitatea de timp. Expresia acestei mărimi, dedusă pe baza unui model de tip SRH, este:

$$U_s = s_0 \frac{p_s n_s - n_s^2}{n_s + p_s + 2n_s}, \quad (3.65)$$

unde s_0 reprezintă viteza efectivă de generare-recombinare la suprafață, iar p_s și n_s — concentrațiile de purtători la suprafață.

○ **Prezintă.** Relația (3.65) a fost scrisă în ipoteza unui singur nivel energetic de recombinare la suprafață, situat în mijlocul benzii interzise.

Parametrul s_0 , a cărui unitate de măsură este cm/s, caracterizează starea suprafeței din punctul de vedere a fenomenelor de generare-recombinare într-un mod analog cum face τ_0 pentru volumul semiconductorului.

Utilizând aceleași modele, ale nivelului mic de injecție și ale cvasiechilibrului, expresia curentului de generare-recombinare la suprafață (pentru $|V_A| > 3 kT/q$) este:

$$I_{gr} \cong \frac{1}{2} q n_s s_0 A_s \left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1 \right], \quad (3.66)$$

unde A_s reprezintă aria suprafeței semiconductorului cuprinsă de regiunea de sarcină spațială. Atunci, curentul total de generare-recombinare este:

$$I_{gr} = \frac{1}{2} q n_s \left(\frac{lA_i}{\tau_0} + s_0 A_s \right) \left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1 \right]. \quad (3.67)$$

○ **Trebuie remarcat** că multe dispozitive semiconductoare de larg consum, al căror grad de prelucrare a suprafeței nu este prea avansat, au caracteristicile statice dominate de curentul de generare-recombinare la suprafață. Aceasta duce la creșterea excesivă a curenților inverși și la instabilitatea în timp a caracteristicii statice.

3.3.4. Efecte la nivel mare de injecție

Odată cu creșterea curentului prin joncțiunea polarizată direct, relațiile (3.19) nu se mai îndeplinesc; se trece, astfel, la regimul de nivel mare de injecție. În aceste condiții, nici ipoteza de cvasiechilibru nu mai poate fi aplicată. Modelele care descriu nivelul mare de injecție sînt complicate. Fenomenul fizic cel mai notabil este legat de *aparitia unor cîmpuri electrice în regiunile neutre*, cîmpuri care nu se mai pot neglija; atunci, din tensiunea V_A aplicată joncțiunii, numai o parte, V_j , se aplică între limitele regiunii de sarcină spațială, iar restul cade pe rezistențele regiunilor neutre (R_{n1} și R_{n2} , conform figurii 3. 11, a). Suma celor două rezistențe se notează cu R_s și poartă denumirea de rezistență serie a structurii. Presupunînd că între curentul I_F și tensiunea V_j rămîne valabilă o dependență de genul relației (3.58), rezultă:

$$V_j = m \frac{kT}{q} \ln \frac{I_F}{I_0} + R_s I_F. \quad (3.68)$$

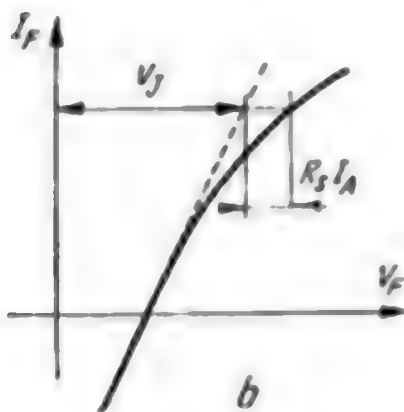
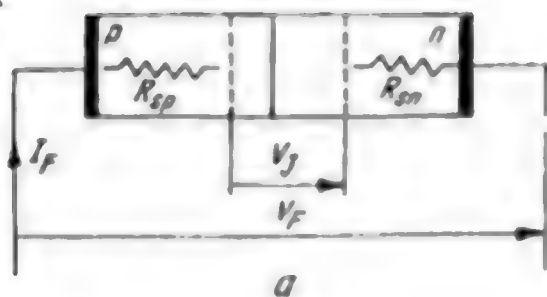


Fig. 3.11.

Relația de mai sus indică abaterea caracteristicii $I_F(V_F)$ de la legea exponențială și creșterea tensiunii pe joncțiune; aceste efecte sînt sugerate de figura 3.11, b.

○ Trebuie remarcate că valoarea rezistenței serie din relația (3.68) nu este o constantă. Într-adevăr, la creșterea curentului prin structură, cresc concentrațiile de electroni și goluri și scade rezistivitatea materialului (vezi relația 2.18); ca urmare, va scădea și rezistența serie.

3.3.5. Străpungerea joncțiunii pn

Fenomenul electric de străpungere a joncțiunii pn constă din creșterea puternică a curentului în polarizare inversă la o anumită tensiune, așa

cum rezultă din figura 3.12. În dreptul tensiunii V_{as} , numite *tensiune de străpungere*, curentul I_s tinde către infinit.

○ **Observație.** Dacă circuitul electric exterior limitează curentul prin joncțiune la o valoare care nu duce la distrugerea structurii prin încălzire excesivă, fenomenul de străpungere este reversibil.

Străpungerea joncțiunii poate fi explicată prin două efecte, amîndouă fiind legate de valorile mari ale intensității cîmpului electric la tensiuni inverse mari.

● Pentru marea majoritate a cazurilor, străpungerea este determinată de **multiplicarea în avalanșă a purtătorilor de sarcină**. La tensiuni inverse ridicate, cîmpul electric din regiunea de sarcină spațială atinge valori mari și imprimă o energie crescută purtătorilor de sarcină care trec pe acolo. În urma ciocnirii cu atomii rețelei cristaline, un purtător de sarcină poate avea energie suficientă pentru a forma o pereche electron-gol prin ruperea unei legături covalente. Acești purtători de sarcină suplimentari sînt antrenati la rîndul lor de cîmpul electric și pot forma noi perechi electron-gol ș.a.m.d., ducînd la creșterea curentului. La tensiunea de străpungere, multiplicarea purtătorilor este practic infinită, ducînd la creșterea nelimitată a curentului.

Din punct de vedere cantitativ, prezența fenomenului de multiplicare este luat în considerație prin înmulțirea valorii curentului invers I_0 (în absența acestui fenomen) cu un coeficient M — de multiplicare în avalanșă:

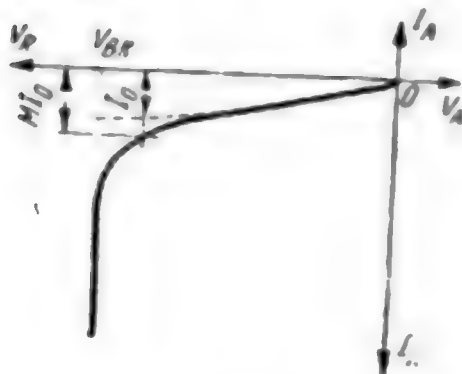


Fig. 3.12.

$$I_s = MI_0. \quad (3.69)$$

Coeficientul M poate fi calculat cu o relație empirică :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_R}{V_{BR}}\right)^n}, \quad (3.70)$$

unde n este un exponent cuprins între 4 și 7, valoarea sa depinzând de semiconductor și de modul de impurificare. Pentru valori ale tensiunii inverse $V_R < 0,7 V_{BR}$, coeficientul M este aproximativ unitar și relația $I_R = I_0$ își păstrează valabilitatea. În apropierea tensiunii de străpungere, mărirea lui M este importantă și utilizarea relației (3.69) devine necesară. Din relația (3.70) rezultă și faptul că pentru $V_R = V_{BR}$, coeficientul M tinde spre infinit.

Mărirea tensiunii de străpungere depinde, în acest caz, de mai mulți factori : doparea cu impurități, geometria structurii, tehnologia de fabricație etc. De exemplu, la o joncțiune planară difuzată (v. fig. 3.22), V_{BR} scade la micșorarea lui r_j . Figura 3.13 prezintă dependența tensiunii de străpungere a unei joncțiuni abrupte asimetrice, plane, funcție de concentrația de impurități (C_s) din regiunea slab dopată a joncțiunii.

● Pentru concentrații mari de impurități ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) străpungerea joncțiunii nu se mai face prin multiplicare în avalanșă, ci prin efect Zener. Aceasta constă în apariția unui număr crescut de purtători de sarcină prin ruperea unor legături covalente sub acțiunea directă a câmpului electric. Efectul Zener apare la un număr redus de tipuri de joncțiuni și anume la acelea cu tensiuni mici de străpungere ($< 5\text{V}$).

Regiunea de străpungere a caracteristicii electrice inverse, unde tensiunea este practic independentă de valoarea curentului se numește și *regiune de stabilizare*.

Suprafața semiconductorului poate juca un rol important în străpungerea joncțiunii. Dacă suprafața prezintă imperfecțiuni majore (de exemplu, impurități nedorite), tensiunea de străpungere devine instabilă în timp și caracteristica statică din apropierea străpungerii prezintă un cot moale.

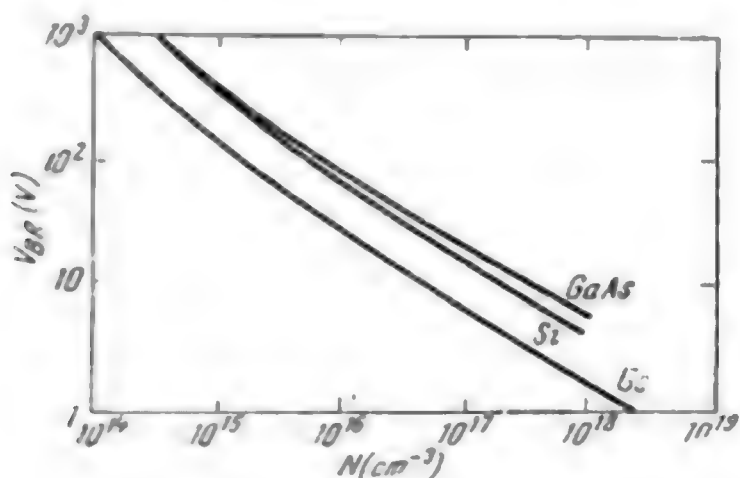


Fig. 3.13.

3.3.6. Dependența de temperatură a caracteristicii statice

Caracteristica statică a joncțiunii pn depinde puternic de temperatură.

● Calitativ, această dependență se manifestă prin creșteri de curenți atât în polarizarea directă (I_F), cit și în polarizarea inversă (I_R), odată cu creșterea temperaturii.

Curentul invers al joncțiunii pn depinde de temperatură în special prin intermediul concentrației intrinseci de purtători, n_i . Componenta de difuzie (relația 3.55) este proporțională cu n_i^2 ; celelalte mărimi care depind de temperatură sînt D_p , D_n și L_p , L_n , însă dependența este slabă (relațiile 2.22, 3.31 și 3.32).

Cunoscînd dependența de temperatură a concentrației intrinseci (relația 2.2), se poate scrie:

$$I_{sat} \sim T^2 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right), \quad (3.71)$$

unde factorul T^2 înglobează atât pe T^2 din expresia lui n_i^2 , cit și dependența de temperatură a lui D_p , D_n , L_p , L_n ($\alpha \approx 2,5$). Cea mai importantă variație se datorește factorului exponențial.

Componenta de generare (relația 3.56 sau 3.67) este proporțională cu n_i ; în mod similar se poate scrie:

$$I_{sat} \sim T^{\beta} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right), \quad (3.72)$$

unde factorul T^{β} înglobează pe $T^{\beta/2}$ din expresia lui n_i și dependența de temperatură a grosimii l a regiunii de sarcină spațială ($\beta \approx 1,5$). Acest curent depinde în principal de temperatură tot prin intermediul factorului exponențial. În figura 3.8 se prezintă cantitativ rezultatele unor măsuri asupra dependenței caracteristicii inverse de temperatură (pentru siliciu); de exemplu în intervalul $25^\circ\text{C} - 175^\circ\text{C}$, curentul crește de circa 30 ori la fiecare 50°C sau, echivalent, se dublează la circa 10°C . Aceste rezultate sînt în foarte bună concordanță cu relația (3.72), cunoscut fiind faptul că la siliciu curentul invers este format practic numai din componenta de generare.

În polarizare directă intervine suplimentar și factorul exponențial legat de tensiunea aplicată. Ținînd seamă de (3.71), (3.72), precum și de (3.57), componenta de difuzie (I_{Fd}) depinde de temperatură sub forma:

$$I_{Fd} \sim T^2 \exp\left(-\frac{E_G - qV_A}{kT}\right), \quad (3.73)$$

iar componenta de recombinare (I_{Fr}):

$$I_{Fr} \sim T^{\beta} \exp\left(-\frac{E_G - qV_A}{2kT}\right). \quad (3.74)$$

Observînd relațiile (3.73) și (3.74), rezultă că dependența de temperatură a curentului direct este tot exponențială, dar mai puțin intensă ca la curentul invers. În figura 3.9 se prezintă caracteristica directă pentru diferite temperaturi ale joncțiunii.

În practică nu interesează însă creșterea curentului la tensiune dată, ci scăderea tensiunii directe la curent constant; acest fenomen este măsurat printr-un coeficient:

$$c_{VF} = \left. \frac{\Delta V_F}{\Delta T} \right|_{I_F = \text{const.}} \quad (3.75)$$

Considerînd componenta de difuzie a curentului direct, coeficientul c_{VF} este dat de:

$$c_{VF} = - \left(\frac{E_G}{q} - V_A \right) \frac{1}{T}; \quad (3.76)$$

relația de mai sus s-a obținut prin neglijarea factorului T^n . O valoare medie utilizată în practică pentru acest coeficient este $-2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$.

● Un alt parametru al caracteristicii statice dependent de temperatură este **tensiunea de străpungere**. Dacă fenomenul de străpungere este determinat de multiplicarea în avalanșă, tensiunea de străpungere crește cu temperatura (de ordinul $(5 \div 10) \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C}$). Fenomenul Zener determină tensiuni de străpungere care scad odată cu creșterea temperaturii $((-2 \div -8) \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C})$.

○ **Precizare.** Temperatura T care intervine în relațiile de mai sus trebuie măsurată la joncțiune (T_J); ea este, de regulă, mai mare decît temperatura ambiantă (T_A), datorită disipării de putere electrică ($P_D = V_A I_A$):

$$T_J = T_A + R_{th-j-a} P_D \quad (3.78)$$

Coeficientul de proporționalitate R_{th-j-a} se numește **rezistență termică** și înglobează proprietățile de conducție a căldurii de la joncțiune la mediul ambiant.

3.4. REGIMUL DINAMIC AL JONCȚIUNII pn

Regimul dinamic reprezintă *funcționarea structurii în cazul aplicării unor semnale variabile în timp*. Metoda cea mai folosită constă în stabilirea unor *circuite electrice echivalente* cu care să se înlocuiască joncțiunea în schema unde funcționează. Circuitul echivalent nu este unic, el depinzînd, de regulă, de specificul semnalului variabil aplicat.

Astfel în cazul aplicării unei tensiuni alternative de joasă frecvență (fig. 3.14, a), un circuit echivalent posibil este prezentat în figura 3.14, b. În polarizare inversă (alternanța negativă a tensiunii), neglijînd curentul foarte mic al joncțiunii, circuitul echivalent este reprezentat de o întrerupere (rezistență infinită). În polarizare directă (alternanța pozitivă a tensiunii), joncțiunea se înlocuiește cu o rezistență R_d ; aceasta corespunde aproximării caracteristicii electrice cu o dreaptă care trece prin origine și prin punctul M_0 (fig. 3.14, a). Coordonatele (U_{A0} , I_{A0}) ale punctului M_0 se aleg astfel încît erorile introduse de aproximarea făcută să fie minime. Mărimea rezistenței R_d este dată de:

$$R_d = \frac{U_{A0}}{I_{A0}} \quad (3.79)$$

și are semnificația rezistenței de curent continuu în punctul M_0 .

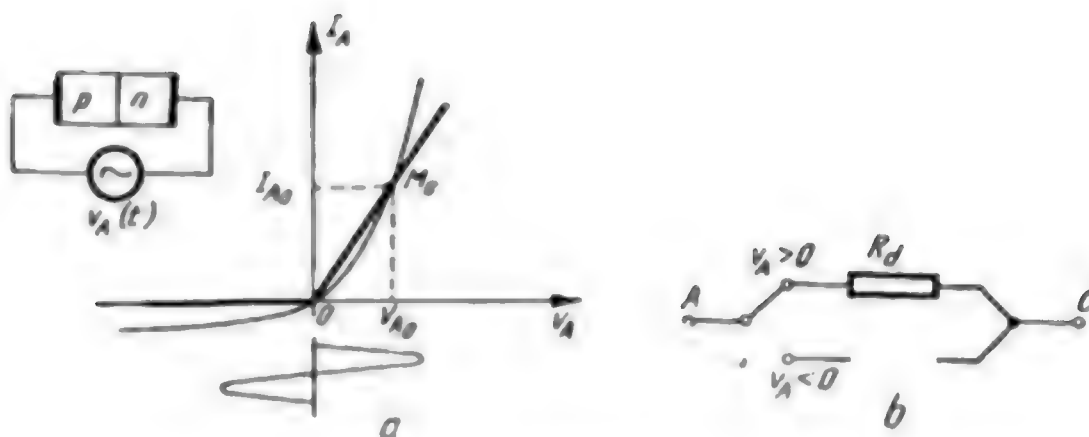


Fig. 3.14.

În unele cazuri este suficientă și aproximația $R_d \rightarrow 0$, ceea ce reduce joncțiunea la un comutator ideal: întrerupt, în polarizare inversă și scurtcircuit, în polarizare directă.

Una dintre situațiile cele mai întâlnite în funcționarea joncțiunii este aceea a prelucrării unui semnal alternativ de mică amplitudine, suprapus peste un semnal continuu; acest caz va fi studiat în continuare.

3.4.1. Răspunsul joncțiunii la semnal mic și joasă frecvență.

● **Condiția de semnal de frecvență joasă.** Funcționarea unei joncțiunii în cazul aplicării simultane a unei tensiuni continue, V_A , și a unei tensiuni variabile, $v_a(t)$, este ilustrată în figura 3.15. Tensiunea la bornele joncțiunii, $v_A(t)$ (vezi Anexa 3.1), este dată de:

$$v_A(t) = V_A + v_a(t), \quad (3.80)$$

iar componenta variabilă se consideră, de obicei, sinusoidală: $v_a(t) = V_a \sin \omega t$. Dacă frecvența semnalului este suficient de mică, se poate presupune că valorile instantanee ale

curentului, $i_A(t)$, urmăresc tensiunea $v_A(t)$ după aceeași lege de dependență ca mărimile statice, respectiv:

$$i_A(t) = I_0 \left[\exp \left(\frac{q v_A(t)}{m k T} \right) - 1 \right]. \quad (3.81)$$

Acest mod de funcționare consideră, deci, regimul variabil ca o succesiune de regimuri staționare; de aceea, se numește și *regim cuasistaționar*. Paragraful următor va da și măsura cantitativă a limitei maxime de frecvență pentru

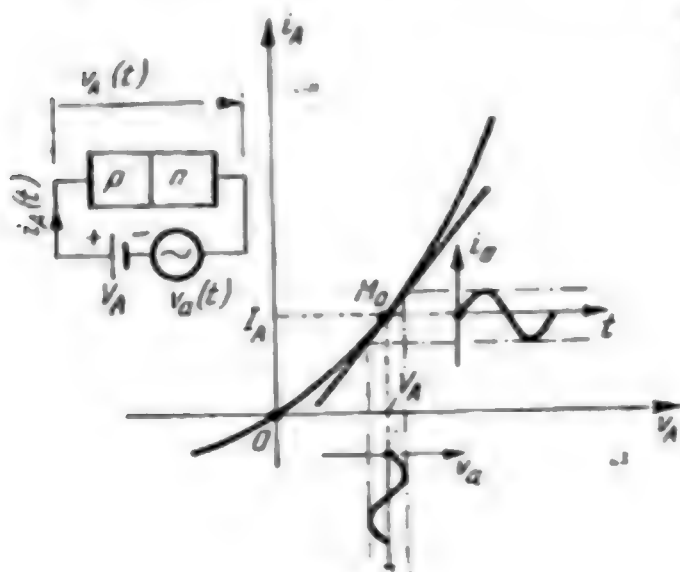


Fig. 3.15.

care acest regim este valabil. Înlocuind relația (3.80) în relația (3.81), se obține:

$$i_A(t) = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) \exp\left(\frac{qv_A}{mkT}\right) - 1 \right]. \quad (3.82)$$

● O altă presupunere a regimului de funcționare este **condiția de semnal mic**; aceasta consideră că amplitudinea V_A a semnalului variabil satisface inegalitatea:

$$V_A \ll \frac{mkT}{q}. \quad (3.83)$$

Condiția de semnal mic permite aproximarea exponențialei corespunzătoare din relația (3.82) cu primii doi termeni ai dezvoltării în serie; ca urmare se poate scrie:

$$i_A(t) \approx I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) - 1 \right] + I_0 \exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) \frac{qv_A}{kmT}. \quad (3.84)$$

În felul acesta, curentul instantaneu prin joncțiune, $i_A(t)$, se poate descompune într-o componentă continuă, I_A , și o componentă variabilă, $i_a(t)$. Între componentele variabile ale curentului și tensiunii prin structură se stabilește o relație liniară:

$$i_a = \frac{1}{R_i} v_a \quad (3.85)$$

unde R_i poartă denumirea de *rezistență internă a joncțiunii*. Expresia acesteia, rezultată din (3.84), este:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{qI_0}{mkT} \exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) \approx \frac{q}{mkT} (I_A + I_0). \quad (3.86)$$

Din punct de vedere grafic (fig. 3.15), condiția de semnal mic este echivalentă cu aproximarea caracteristicii din jurul punctului static de funcționare (M_0) cu tangenta la caracteristică în acel punct. Într-adevăr:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{i_a}{v_a} = \left. \frac{di_A}{dV_A} \right|_{M_0} = \frac{qI_0}{mkT} \exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right), \quad (3.87)$$

rezultat în deplină concordanță cu relația (3.86).

În polarizare inversă ($I_A \approx -I_0$), rezistența internă este foarte mare ($R_i \rightarrow \infty$); valorile finite care se obțin, totuși, pentru R_i se datoresc dependenței slabe a curentului I_0 de tensiunea aplicată (V_A), dependență neluată în considerare în calculele din relația (3.87). Calculul rezistenței interne prezintă interes în polarizare directă ($I_A = I_F \gg I_0$) și se face cu relația:

$$R_i = \frac{mkT}{qI_F}. \quad (3.88)$$

Observațiile făcute cu privire la relația (3.87) justifică, pentru rezistența internă, și denumirea de *rezistență diferențială* sau *rezistență dinamică*.

● **Circuitul echivalent al joncțiunii** pentru semnalul variabil, în condiții de semnal mic și regim cvasistaționar, se deduce din relația (3.85) și

este, deci, constituit dintr-o *rezistență*, R . Funcționarea dinamică a joncțiunii este astfel separată de cea statică; separarea este numai formală, pentru că rezistența internă depinde direct de valoarea statică a curentului.

3.4.2. Circuitul echivalent de semnal mic al joncțiunii în regim nestaționar

Comportarea joncțiunii $p-n$ în regim variabil, la orice frecvență, nu mai poate pleca de la caracteristica statică. Punctul de plecare îl constituie ecuațiile fundamentale ale semiconductorului, fără neglijarea derivatelor parțiale în raport cu timpul. Vor rămâne, în continuare, valabile aproximația de golire și condiția de cvasiechilibru. Pentru simplitate, se va considera o joncțiune abruptă, asimetrică p^+n .

● **Curentul prin structură** se va calcula cu relația (2.26), pentru abscisa $x = l_n$:

$$\begin{aligned} i_A(t) &= A_J \left[j_p(l_n) + j_n(l_n) + e \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{x=l_n} \right] = \\ &= A_J \left[j_p(l_n) + j_{pr} + j_n(-l_n) + e \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{x=l_n} \right] \cong \\ &\cong A_J \left[j_{nd}(l_n) + j_{pr} + e \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{x=l_n} \right]. \end{aligned} \quad (3.89)$$

Curentul prin difuzie se calculează pe baza concentrației de goluri, dată de ecuația diferențială:

$$-\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}, \quad (3.90)$$

provenită din ecuația de continuitate (2.35) și din relația (3.29). Condițiile la limită sînt aceleași ca și în regimul static:

$$p_n(\infty) = p_{n0}, \quad (3.91)$$

respectiv:

$$p_n(l_n) = p_{n0} \exp \left[\frac{q(V_A + v_n)}{kT} \right]. \quad (3.92)$$

Ultima relație, justificată de condiția cvasiechilibrului, rămîne valabilă pînă la frecvențe foarte înalte. Acest lucru se explică prin faptul că injecția de goluri dinspre regiunea p către regiunea n se face prin traversare a regiunii de sarcină spațială, traversare a cărei durată este foarte scurtă ($\cong 10^{-11}$ s). În figura 3.16, *a* se prezintă modul de variație în timp a distribuției spațiale a concentrației de goluri în regiunea neutră n . Spre deosebire de regimul cvasistatic, concentrația de goluri pentru $x > l_n$ nu urmărește modul de variație a concentrației $p_n(l_n)$ datorită faptului că purtătorii minoritari își modifică concentrația prin fenomene de generare-recombinare; aceste fenomene sînt relativ lente, constantele de timp fiind de ordinul lui τ_0 ($0,1 \div 1 \mu s$).

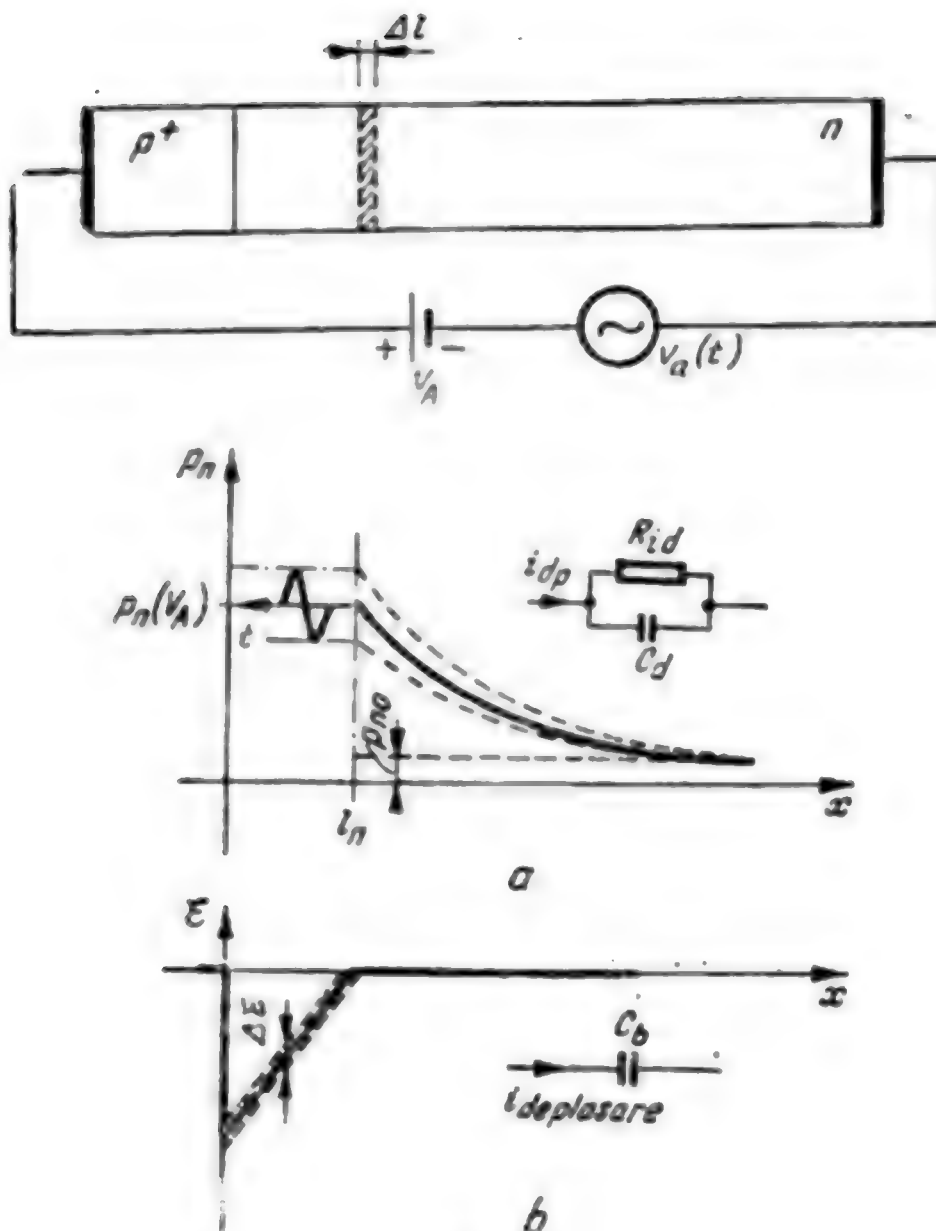


Fig. 3.10.

Calculule laborioase asociază componenteii variabile a curentului de difuzie un circuit echivalent compus din rezistența diferențială R_{id} (la fel ca în regimul cvazistatic):

$$R_{id} = \frac{kT}{q(I_{A4} + I_{A4})}, \quad (3.93)$$

în paralel cu o capacitate, C_d , numită *capacitate de difuzie* și dată de:

$$C_d = \frac{\tau_0}{2R_{id}} - \frac{q\tau_0(I_{A4} + I_{A4})}{2kT}, \quad (3.94)$$

Acest circuit este valabil pentru frecvența $\omega \ll 1/\tau_0$.

Curentul de generare-recombinare nu este, de regulă, luat în considerație. În polarizare directă, la tensiuni normale de lucru, $I_A \cong I_{A4} \gg I_{er}$.

iar în polarizare inversă, efectele reactive introduse de fenomenele de generare sînt neglijabile în raport cu cele introduse de curentul de deplasare.

Curentul de deplasare (vezi figura 3.16, b) depinde de distribuția cîmpului electric (relația 3.24). Pentru o variație foarte mică a tensiunii pe joncțiune (condiție de semnal mic) — sic aceasta $dv_A = v_A$ — regiunea de sarcină spațială suferă o modificare a lărgimii ei, dl_n , iar cîmpul electric — o variație a intensității, $d\mathcal{E}$, constantă pentru orice punct $x \in (0, l_n)$: aceste variații sînt legate prin relația:

$$d\mathcal{E} = d\mathcal{E}|_{x=l_n} = \frac{qN_n(l_n)}{\epsilon} dl_n = \frac{qN_n}{\epsilon} dl_n. \quad (3.95)$$

Atunci, curentul de deplasare are expresia:

$$i_{A \text{ deplasare}} = A_J \frac{d\mathcal{E}}{dt} = A_J q N_n \frac{dl_n}{dt}. \quad (3.96)$$

Pentru o joncțiune p^+n ($N_A \gg N_n$), lărgimea l_n a regiunii de sarcină spațială este (conform relației 3.16):

$$l_n \cong l = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_n} [\Phi_{B_n} - v_A(t)]}. \quad (3.97)$$

Folosind acest rezultat în relația (3.96), se obține:

$$i_{A \text{ deplasare}} = \frac{\epsilon A_J}{l} \cdot \frac{dv_A}{dt} = C_b \frac{dv_A}{dt}, \quad (3.98)$$

unde C reprezintă capacitatea de barieră* a joncțiunii pn ; relația ei de calcul:

$$C_b = \frac{\epsilon A_J}{l} \quad (3.99)$$

este valabilă pentru orice profil de impurități și este similară formulei capacității unui condensator plan cu distanța dintre plăci egală cu l . Pentru o joncțiune abruptă, asimetrică, *capacitatea de barieră* are expresia:

$$C_b = \frac{C_{b0}}{\sqrt{1 - \frac{V_A}{\Phi_{B_n}}}}, \quad (3.100)$$

unde C_{b0} este valoarea capacității pentru $V_A = 0$:

$$C_{b0} = A_J \sqrt{\frac{q\epsilon N_n}{2\Phi_{B_n}}}. \quad (3.101)$$

● Acum se poate constitui **circuitul echivalent al joncțiunii pn** ; el va fi format dintr-o rezistență internă, R_i (care ține seamă de efectele staționare ale tuturor componentelor curentului) și două capacități, C_d și C_b , toate în paralel (fig. 3.17). Uneori se notează cu C_j capacitatea totală a structurii, dată de

$$C_j = C_d + C_b. \quad (3.102)$$

* Denumirea de *barieră* provine de la faptul că în regiunea de sarcină spațială (unde se definește și C_b) se stabilește bariera de potențial Φ_B .

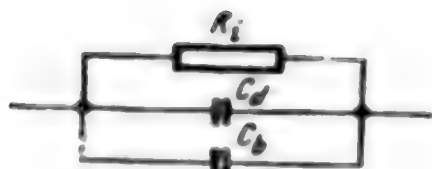


Fig. 3.17.

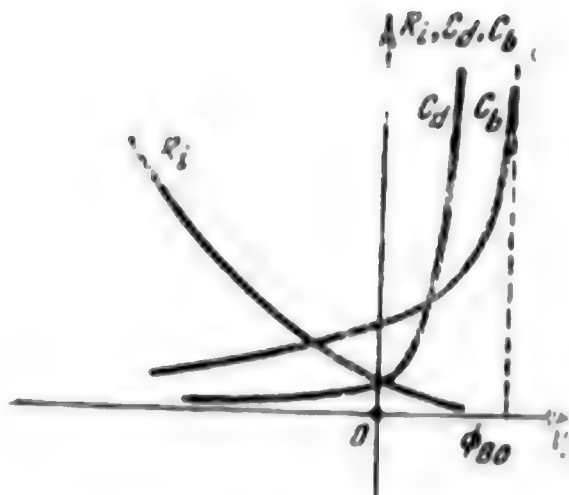


Fig. 3.18.

Acest circuit echivalent capătă forme particulare în funcție de polarizarea de curent continuu a joncțiunii. Figura 3.18 prezintă dependența de tensiune continuă a parametrilor schemei echivalente, conform relațiilor (3.93), (3.94) și (3.100). În polarizare directă, la tensiuni normale de lucru (de exemplu 0,6 : 0,7 V pentru siliciu) contează capacitatea de difuzie; capacitatea de barieră se poate neglija. Atunci, relațiile (3.93) și (3.94) devin:

$$R_i \cong R_d = \frac{kT}{qI_A} = \frac{kT}{qI_F}, \quad (3.103)$$

respectiv:

$$C_d = \frac{q\tau_0 I_F}{2kT}. \quad (3.104)$$

În polarizare inversă ($V_A > 3kT/q$), capacitatea de difuzie este neglijabilă. În acest regim contează numai capacitatea de barieră; rezistența internă se consideră infinită.

○ **Prezicare.** Schema echivalentă a joncțiunii se completează cu rezistența serie a structurii, R_s , conform figurii 3.19; așa cum s-a arătat în paragraful 3.3.4, rezistența serie modelează efectele de la nivel mare de injecție.

3.5. DIODE SEMICONDUCTOARE REALIZATE PE BAZA JONCȚIUNII pn

Dioda este un dispozitiv electronic care prezintă conducție electrică unidirecțională. Simbolul diodei este prezentat în figura 3.20; cei doi electrozi ai dispozitivului se numesc anod (A) și catod (C). Sensul direct de conducție electrică este de la anod spre catod.



Fig. 3.19.

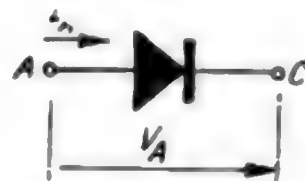


Fig. 3.20.

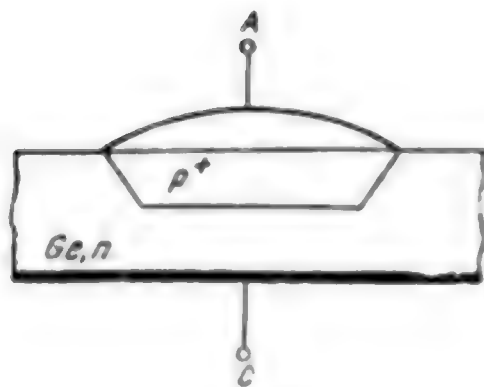


Fig. 3.21.

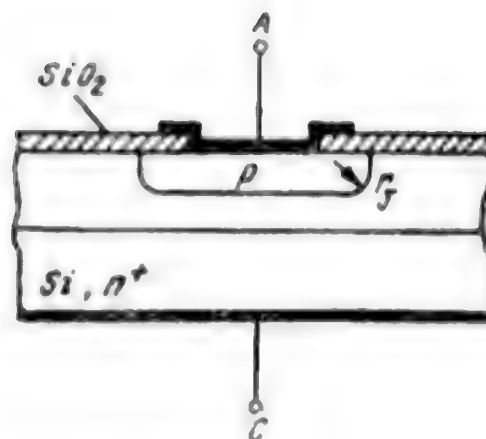


Fig. 3.22.

Marea majoritate a diodelor semiconductoare este realizată pe baza joncțiunii $p-n$.

Tipurile constructive cele mai reprezentative sînt *diode aliate* (fig. 3.21) și *diode difuzate* (fig. 3.22). Diodele aliate se realizează în special pe germaniu, iar cele difuzate pe siliciu.

Diodele semiconductoare se realizează într-o mare varietate de tipuri, în funcție de utilizările care li se dau în circuite. În cele ce urmează se prezintă cu titlu informativ cîteva dintre acestea, în scopul sublinierii spectrului larg de aplicații. Nu s-au inclus fotodiodele, diodele electroluminescente și diodele pentru microunde, care se analizează în capitolele specializate.

3.5.1. Diode redresoare

Diodele folosite la transformarea curentului alternativ în curent continuu se numesc **diode redresoare**. Frecvența semnalelor redresate este, de regulă, frecvența industrială (50/60 Hz). Principalii parametri ai diodelor redresoare sînt curentul în polarizare directă maxim admisibil (I_{FM}) și tensiunea în polarizare inversă maxim admisibilă (V_{RM} — mai mică decît tensiunea de străpungere). Realizările actuale permit curenți I_{FM} pînă la ordinul suteilor de amperi și tensiuni V_{RM} de mii de volți.

3.5.2. Diode detectoare

Diodele detectoare se folosesc pentru demodularea semnalelor radio, video etc.; funcția lor este asemănătoare redresării, dar semnalele prelucrate au, de regulă, frecvențe mari (sute de kHz—MHz—GHz) și puteri ne semnificative. De aceea, structurile au arii mici, în vederea micșorării capacităților asociate joncțiunii $p-n$.

3.5.3. Diode de comutație

Diodele de comutație sînt folosite în circuite de impulsuri, principalii parametri fiind timpii de comutație din polarizare directă în polarizare inversă și în sens contrar (vezi capitolul 11). Pentru mărirea vitezei de comu-

tație trebuie redus timpul de viață al purtătorilor mobili de sarcină (τ_0); acest lucru se realizează tehnologic prin impurificarea structurii cu diverse materiale (de exemplu, în cazul siliciului se folosește aurul). Realizările actuale în domeniul comutației diodelor cu joncțiune pn stabilesc timpi minimi de comutație de circa 5 ns.

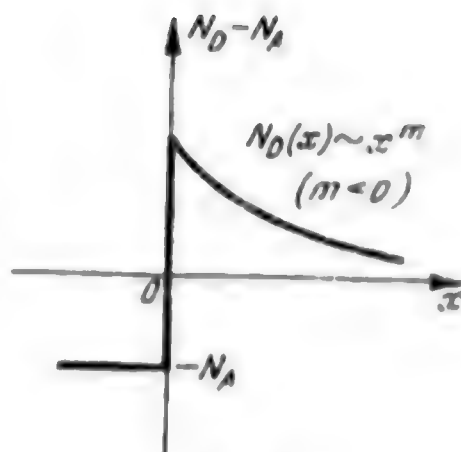


Fig. 3.23.

3.5.4. Diode varicap

Diodele varicap servesc drept condensatoare cu capacitate variabilă pe cale electrică, cu utilizări în circuite acordate, oscilatoare, filtre etc. Pentru a servi unui astfel de scop, dioda este polarizată invers; schema echivalentă a joncțiunii va cuprinde atunci doar capacitatea de barieră. Mărimea capacității de barieră se controlează prin valoarea tensiunii inverse aplicate. Pentru a realiza o variație maximă de capacitate la o variație dată de tensiune, se utilizează joncțiuni p^+n cu profil hiperabrupt al concentrației de impurități, conform figurii 3.23. Concentrația de donori, în cazul profilului hiperabrupt, scade odată cu depărtarea de joncțiunea metalurgică: $N_D \approx ax^m$ cu $m < 0$.

3.5.5. Diode stabilizatoare (Zener)

Diodele care folosesc regiunea de străpungere a caracteristicii statice în vederea stabilizării tensiunii continue se numesc diode stabilizatoare sau diode Zener.

În vederea realizării funcției lor, este necesar ca, în domeniul de stabilizare, rezistența diferențială (r_d) să fie cât mai mică; acest lucru este echivalent cu asigurarea unei tensiuni stabilizate ($V_s \approx V_{BR}$) cât mai constante la variația curentului prin diodă. De asemenea, interesează ca tensiunea de stabilizare să depindă cât mai slab de temperatură.

3.5.6. Diode tunel

Diodele tunel au o caracteristică electrică în polarizare directă în formă de N, conform figurii 3.24, a; elementul de nouitate îl constituie porțiunea $P-V$ a caracteristicii, care prezintă rezistență diferențială negativă. Constructiv, dioda tunel este o joncțiune p^+n^+ , adică are concentrații mari de impurități în ambele regiuni. Diagrama energetică este prezentată în figura 3.24, b; datorită concentrațiilor mari de impurități, nivelul Fermi din regiunea p (E_{Fp}) intră în banda de valență, iar nivelul Fermi din regiunea n (E_{Fn}) intră în banda de conducție. În același timp, regiunea de sarcină spațială are o lășime foarte mică (regiunea barierei de potențial este, deci, foarte îngustă). Ca urmare, apare posibilitatea trecerii electronilor din banda de conducție a regiunii n , prin efect tunel direct în banda de valență a regiunii p (la energie constantă). Curentul corespunzător, i_{tund} , se adună curentul obișnuit al joncțiunii pn (linia întreruptă OV din figura 3.24, a).

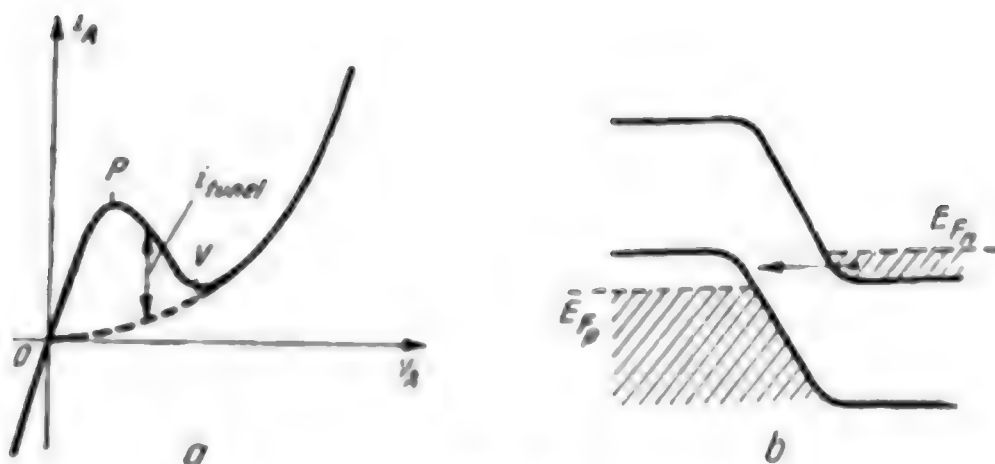


Fig. 3.24.

Acest curent există numai la tensiuni directe mici, pentru care se asigură „suprapunerea” celor două benzi energetice.

○ Trebuie remarcat că electronul ajuns prin efect tunel în regiunea p , se află de la început în banda de valență, deci nu mai este supus proceselor de recombinare. De aceea, diodele tunel au o viteză de comutație foarte mare.

3.6. CIRCUITE CU DIODE SEMICONDUCTOARE

Rezolvarea circuitelor cu diode semiconductoare se poate face *grafic* sau *analitic*.

● Pentru a rezolva grafic, este necesar să se dispună de caracteristica electrică a diodei (din foaia de catalog sau trasată experimental).

● Rezolvările analitice exacte, pe baza expresiei (3.58) a caracteristicii electrice, sint, de regulă, dificile. De aceea se fac unele aproximări, bine justificate, care duc rapid la soluții corecte.

Pentru exemplificare se va considera circuitul din figura 3.25, unde: $E = 20V$; $e(t) = E_g \sin \omega t$ cu $E_g = 0,5 V$; $R_1 = R_2 = 10 k\Omega$, iar dioda D , din siliciu, are $I_0 = 1 nA$ și $m = 1,5$. Condensatorul C are o astfel de valoare încît la frecvența de lucru reactanța sa este neglijabilă fără de rezistențele R_1 și R_2 ($1/\omega C \rightarrow 0$, sau condensatorul reprezintă un scurtcircuit la frecvența de lucru).

Rezolvarea circuitului, în sensul determinării valorilor instantanee ale curentului și tensiunii pe diodă, utilizează *principiul superpoziției*. Acesta constă în analiza separată, statică și dinamică, a circuitului și adunarea rezultatelor.

Analiza statică a circuitului permite determinarea punctului static de funcționare. Condensatorul C fiind o întrerupere pentru curentul continuu, schema corespunzătoare va conține numai sursa continuă, E , rezistențele

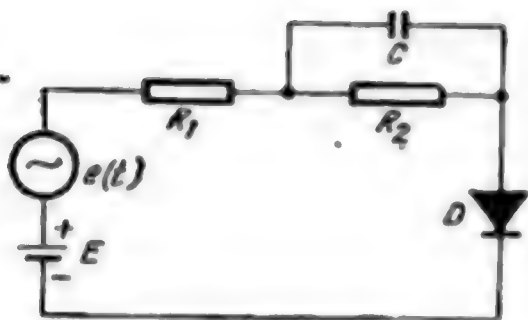
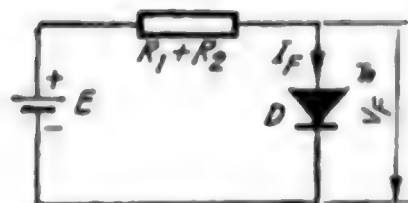
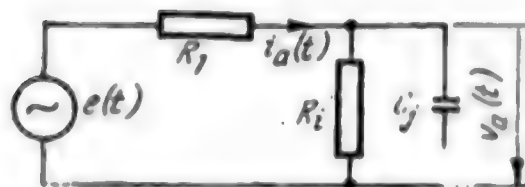


Fig. 3.25.



a



b

Fig. 3.26.

R_1 și R_2 inseriate și dioda D (fig. 3.26, a). Se observă că dioda este polarizată direct; cunoscând că $V_p \ll E = 20$ V, rezultă:

$$I_a = I_F = \frac{E - V_p}{R_1 + R_2} \approx \frac{E}{R_1 + R_2} = \frac{20}{10 + 10} = 1 \text{ mA};$$

$$V_a = V_p \approx m \frac{kT}{q} \ln \frac{I_F}{I_0} = 1,5 \times 0,026 \ln \frac{10^{-3}}{10^{-9}} = 0,54 \text{ V}.$$

Analiza dinamică a circuitului urmărește determinarea componentelor variabile ale curentului și tensiunii anodice, $i_a(t)$ și $v_a(t)$. Schema corespunzătoare conține sursa $e(t)$, rezistența R_1 și dioda (prin circuitul său echivalent) (fig. 3.26, b); neglijarea grupului paralel R_2, C se datorește reactanței neglijabile a condensatorului C . Pentru simplificarea calculelor se va considera că frecvența sursei $e(t)$ este suficient de mică astfel încât capacitatea C_j să fie neglijată, adică $1/\omega C_j \gg R_i$. În acest caz:

$$i_a(t) = I_a \sin \omega t = \frac{e(t)}{R_1 + R_i};$$

$$v_a(t) = V_a \sin \omega t = e(t) \frac{R_i}{R_1 + R_i};$$

sau:

$$I_a = \frac{E_e}{R_1 + R_i};$$

$$V_a = E_e \frac{R_i}{R_1 + R_i}.$$

Pentru calculul acestor mărimi, trebuie determinată rezistența diferențială a diodei; conform relației (3.58):

$$R_i = \frac{mkT}{qI_F} = \frac{1,5 \times 0,026}{10^{-3}} = 39 \Omega.$$

Atunci, va rezulta $I_0 = 0,05 \text{ mA}$ și $V_0 = 1,95 \text{ mV}$; se observă că se respectă condiția de semnal mic $V_0 \ll \frac{kT}{q}$. Adunând rezultatele, se obține:

$$i_d = I_d + I_0 \sin \omega t = 1 + 0,05 \sin \omega t \text{ [mA]};$$

$$v_d = V_d + V_0 \sin \omega t = 0,54 + 0,00195 \sin \omega t \text{ [V]}.$$

○ **Observații.** Deși principiul superpoziției constă în analiza independentă a efectelor celor două surse de tensiune, se constată totuși o legătură, în sensul că parametrii circuitului echivalent (în cazul de față, R_d) se calculează în funcție de mărimile din punctul static de funcționare; acest lucru reflectă, de fapt, caracterul neliniar al funcționării diodei.

Capitolul 4

CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR

Contactul metal-semiconductor este o structură fizică care intră în construcția tuturor dispozitivelor electronice. Principala sa funcție este de a contacta diverse regiuni semiconductoare în vederea conectării la terminalele capsulei. În acest caz contactul trebuie să prezinte o rezistență foarte mică în ambele sensuri de polarizare; un astfel de contact se numește *contact ohmic*. Contactul metal-semiconductor poate avea și conducție unilaterală, atunci purtând denumirea de *contact redresor*. Contactele redresoare stau la baza construcției diodelor Schottky. Obținerea funcționării ohmice sau redresoare a contactului metal-semiconductor se face prin alegerea metalului, a semiconductorului și a gradului de impurificare.

4.1. DIAGRAMA ENERGETICĂ A SEMICONDUCTORULUI ÎN VECINĂTATEA SUPRAFEȚEI

Suprafața semiconductorului reprezintă o discontinuitate a structurii periodice din interiorul monocristalului. În plus atomii de la suprafața semiconductorului nu mai au vecini în exterior pentru formarea legăturilor covalente. Toate acestea se traduc prin apariția în banda interzisă a unor nivele energetice numite *stări rapide de suprafață* (fig. 4.1). Aceste nivele sunt relativ dese, astfel încât se definește o densitate a lor, D_s , care reprezintă numărul de nivele pe unitatea de suprafață și de energie. Electronii de la suprafața semiconductorului ocupă o porțiune $q\Phi_0$ din aceste nivele.

Existența stărilor rapide de suprafață produce modificări în regiunea adiacentă, care se traduc prin apariția unor regiuni golate. Mecanismul formării regiunilor golate este prezentat în figura 4.2. (a — pentru un semiconductor de tip n ; b — pentru un semiconductor de tip p ; alături, este prezentată diagrama energetică a unui metal fără a fi în contact cu semiconductor).

● Pentru un semiconductor de tip n , electronii de conducție din apropierea suprafeței tind să umple complet stările rapide de suprafață; pe măsura umplerii acestora, la suprafață se acumulează sarcini negative, iar în volum — sarcini pozitive (ale ionilor donori). Apare astfel o regiune golită la suprafață și un câmp electric \mathcal{E} care se opune transferului de electroni către suprafață.

Se obține o situație de echilibru, în urma căreia sunt umplute numai o parte dintre stările de suprafață. Mă-

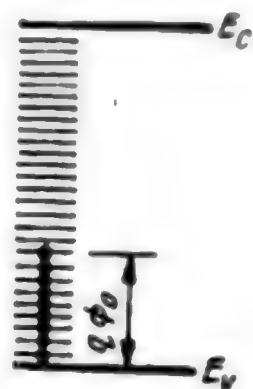


Fig. 4.1.

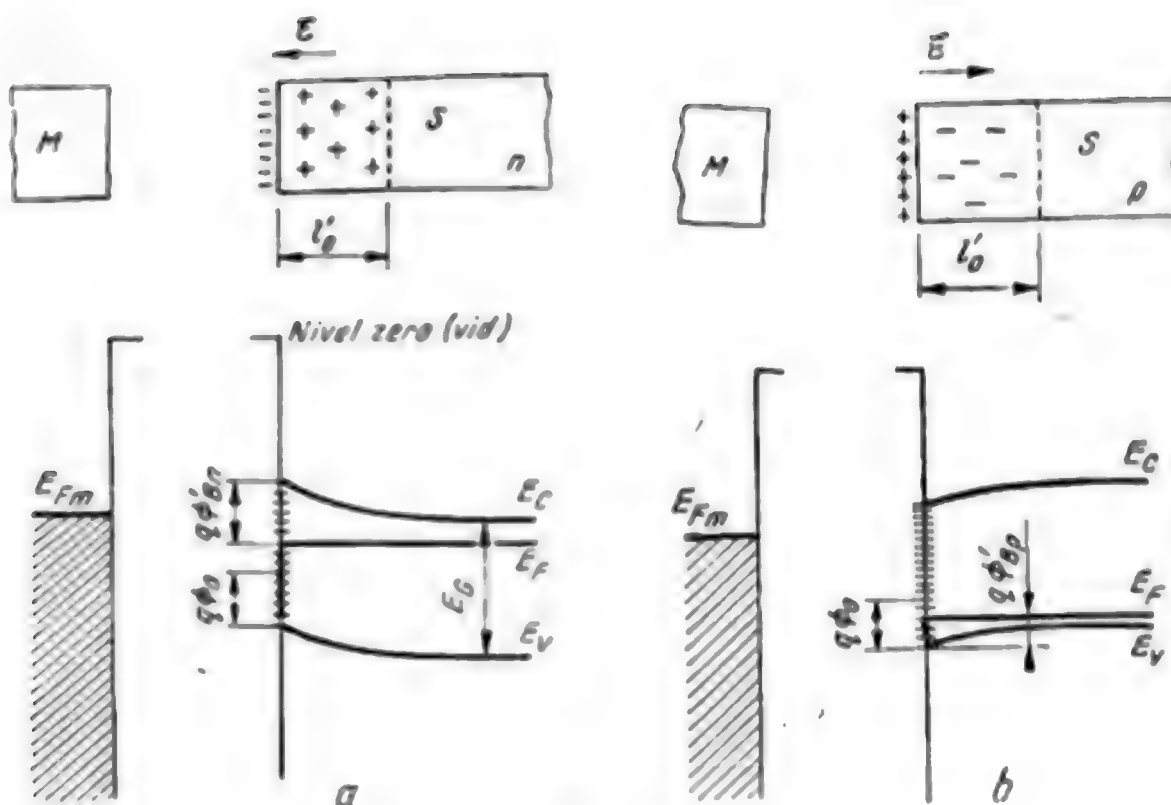


Fig. 4.2.

rimile specifice stratului golit se determină la fel ca la joncțiunea $p+n$, plecînd de la sarcina negativă închisă în suprafață, a cărei densitate superficială este :

$$\rho_s = - q D_n (E_C - q \Phi_0 - q \Phi'_{nn}). \quad (4.1)$$

Relația de mai sus a presupus o densitate a stărilor (D_n) constantă; mărimea Φ'_{nn} reprezintă înălțimea barierei pentru electroni în sensul dinspre exterior spre semiconductor. Din condiția de neutralitate globală a sarcinii rezultă :

$$\rho_s = q N l'_0. \quad (4.2)$$

unde l'_0 este lățimea regiunii golite la echilibru termic.

● În mod asemănător se formează o regiune golită la un semiconductor de tip p . Aici, electronii care ocupau deja stările rapide de suprafață (din intervalul $q \Phi_0$) trec în banda de valență, unde sînt nivele energetice libere (echivalent cu prezența golurilor). Suprafața semiconductorului se încarcă pozitiv, iar volumul semiconductorului negativ. Neutralitatea globală a sarcinii impune :

$$q D_p (q \Phi_0 - q \Phi'_{pp}) = q N l'_0. \quad (4.3)$$

unde Φ'_{pp} reprezintă bariera energetică pentru goluri.

Diagrama energetică a suprafeței semiconductorului poate fi controlată prin diverse procedee tehnologice, de exemplu, prin realizarea unui strat subțire de oxid.

4.2. DIAGRAMA ENERGETICĂ A CONTACTULUI METAL-SEMICONDUCTOR LA ECHILIBRU TERMIC

Metalele au o diagramă energetică relativ simplă ; ele prezintă o bandă de conducție ocupată cu electroni până în dreptul nivelului Fermi (E_{Fm}). Diagrama energetică a metalului este prezentată în fiecare dintre figurile 4.2, a și b, în corelație cu diagramele corespunzătoare semiconductorului, fără a fi, în contact cu acesta (s-a considerat cazul aluminiului, iar pentru semiconductor — siliciul).

Prin contactul dintre metal și semiconductor au loc transferuri de electroni între cele două părți, care modifică barierele energetice și sarcinile nete din sistem (implicit, și situația regimurilor de golire). Condiția de echilibru termic impune ca nivelul Fermi să fie constant în toată structura.

● Astfel, la contactul dintre un metal și un semiconductor de tip n bariera energetică este prezentată în figura 4.3. La obținerea ei a contribuit transferul de electroni în două sensuri :

— din banda de conducție a semiconductorului spre metal (conform tendinței naturale a electronului de-a ocupa nivele energetice libere mai joase) ;

— din metal pe stările rapide de suprafață neocupate (nivelul Fermi din semiconductor este situat sub nivelul Fermi din metal).

Aceste transferuri accentuează starea de golire a suprafeței ; într-o astfel de situație, structura prezintă o diferență internă de potențial și, la fel ca la joncțiunea pn , va avea o conducție unilaterală ; deci, acest contact are caracter redresor. Principala caracteristică a contactului este înălțimea barierei de potențial Φ_B , considerată pentru electroni în sensul dinspre metal spre semiconductor. Electronii care trec dinspre semiconductor spre metal întâmpină o barieră qV_0 , unde cu V_0 s-a notat diferența internă de potențial din semiconductor.

● La un contact dintre un metal și un semiconductor de tip p are loc transferul de electroni dinspre metal spre semiconductor (vezi figurile 4.2, b și 4.4). Semiconductorul fiind de tip p , practic nu are electroni care să fie transferați în metal. Electronii transferați din metal ocupă stările rapide de suprafață, ducând la micșorarea sarcinii pozitive existente aici înainte de contact. Se poate crea chiar un excedent de sarcină negativă la suprafață ; aceasta duce la dispariția regiunii golite (de barieră) și formarea unui

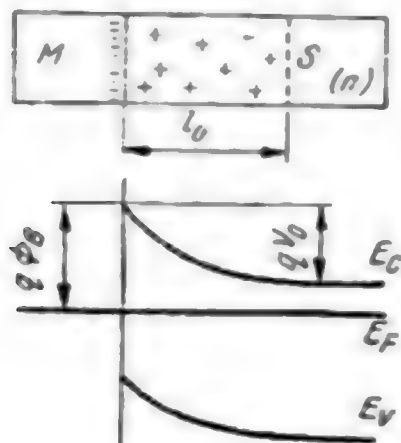


Fig. 4.3.

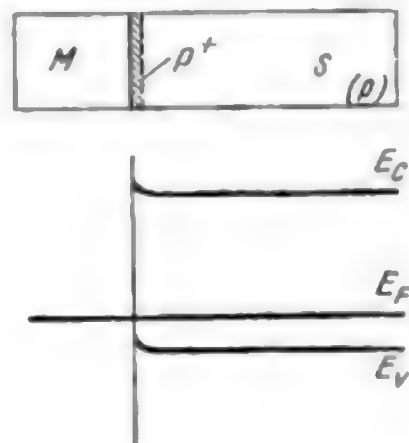


Fig. 4.4.

strat de acumulare de goluri la suprafață. Un asemenea contact metal-semiconductor are comportare ohmică.

Calculul înălțimii barierei de potențial (Φ_s) impune o cunoaștere aînă-nunțită a comportării suprafeței semiconductorului și a metalului. În practică, ea se determină experimental prin măsurări diverse.

4.3. CARACTERISTICA STATICĂ A CONTACTULUI METAL-SEMICONDUCTOR

Descrierea comportării în regim polarizat electric a contactului metal-semiconductor se poate face conform mai multor teorii, cea mai apropiată de realitate fiind *teoria emisiei*. Se presupune un contact metal-semiconductor n , ca în figura 4.5, unde se precizează și sensul de definiție al tensiunii V_A și curentului I_A .

● **Bariera Φ_s** este o caracteristică a contactului, practic independentă de polarizare. Înălțimea barierei de potențial pentru electronii care trec dinspre semiconductor spre metal depinde de polarizare și este egală cu $V_0 - V_A$; deci, în polarizare directă ($V_A = V_F$), are expresia $V_0 - V_A$, iar în polarizare inversă ($V_A = -V_R$) are expresia $V_0 + V_A$.

● **Curentul prin structură** este un rezultat al superpoziției curentului de electroni dinspre metal spre semiconductor, I_{MS} , și a curentului de electroni dinspre semiconductor spre metal, I_{SM} , adică $I_A = I_{SM} - I_{MS}$. Cum Φ_s nu depinde de polarizare, rezultă că mărimea curentului I_{MS} este și ea independentă de polarizare. La echilibru termic ($V_A = 0$), curentul I_A este nul, deci:

$$I_{MS} = I_{SM}(V_A = 0).$$

În polarizare directă sînt favorizați electronii care trec spre metal, datorită scăderii barierei corespunzătoare; rezultă că $I_{SM} > I_{MS}$, deci $I_A > 0$; în polarizare inversă, curentul I_{SM} este redus considerabil, astfel,

că $I_A \cong -I_{MS} = -I_0 = \text{const.}$ Curentul în polarizare inversă prezintă, deci, fenomenul de saturație; mărimea lui, I_0 , este dată de legea emisiei, a lui Richardson:

$$I_0 = A_J A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_s}{kT}\right),$$

unde (4.5)

A_J este aria structurii, iar A^* — o constantă ($A^* \cong 120 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$).

Curentul I_{SM} depinde de tensiune printr-o lege asemănătoare cu relația (4.5):

$$I_{SM} = b \exp\left[-\frac{q(V_0 - V_A)}{kT}\right]. \quad (4.6)$$

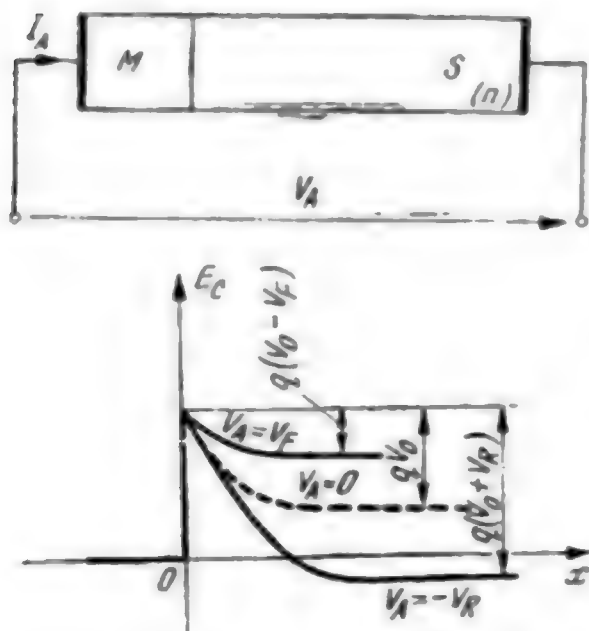


Fig. 4.5.

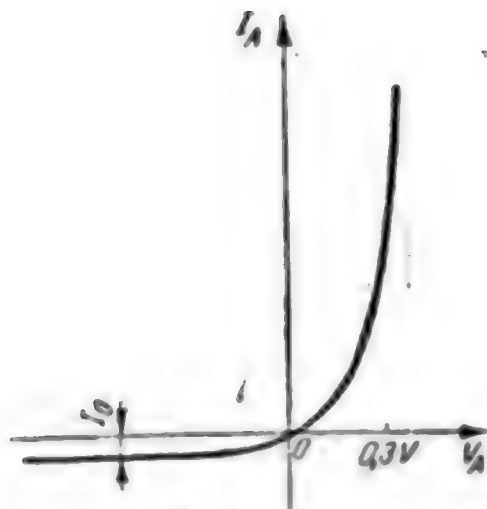


Fig. 4.6.

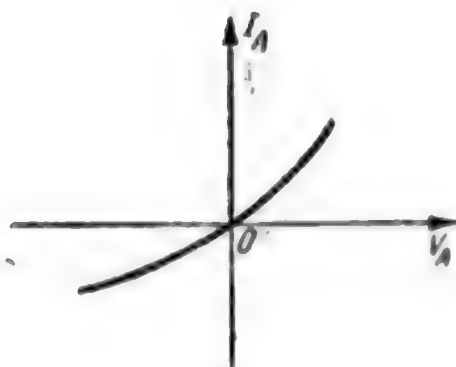


Fig. 4.7.

● Ținând seama de relația (4.4), se obține caracteristica statică:

$$I_A = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV_A}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (4.7)$$

În figura 4.6 se reprezintă calitativ caracteristica statică a *contactului metal-semiconductor redresor*.

Dependența obținută este asemănătoare cu cea descrisă de relația (3.58) pentru joncțiunea p_n , considerind $m = 1$; de aceea tensiunea pe structură în polarizare directă are o valoare mai mică decât la o joncțiune p_n realizată pe același material. De exemplu, la siliciu, o joncțiune p_n are circa $0,5 \div 0,7$ V, iar un contact-metal semiconductor are $0,3 \div 0,4$ V.

Contactul metal-semiconductor cu proprietăți ohmice are o caracteristică statică bidirecțională (fig. 4.7), care poate fi aproximată prin:

$$I_A = \frac{1}{R_c} V_A, \quad (4.8)$$

unde R_c reprezintă rezistența contactului. Mărimea rezistenței R_c se impune a fi cât mai mică.

Nevoi practice au determinat realizarea unor comportări ohmice chiar în situația în care perechea metal-semiconductor are proprietăți redresoare (de exemplu, aluminiu-siliciu n). Realizînd o dopare puternică a semiconductorului (n^+), se obține un curent invers I_0 foarte mare, ceea ce este echivalent cu o conducție în ambele sensuri. Mecanismul de creștere a lui I_0 este legat de micșorarea grosimii regiunii de sarcină spațială și apariția efectului tunel pentru electronii care trec dinspre metal spre semiconductor.

4.4. DIODE SCHOTTKY

● Dioda Schottky este un dispozitiv electronic realizat pe baza unui contact metal-semiconductor redresor; un exemplu de realizare constructivă este prezentat în figura 4.8. Metalizarea superioară, din aluminiu, realizează efectul redresor în contact cu siliciul de tip n . Pe spatele dispozitivului, contactul dintre aur și siliciul n^+ realizează un contact ohmic. Simbolul

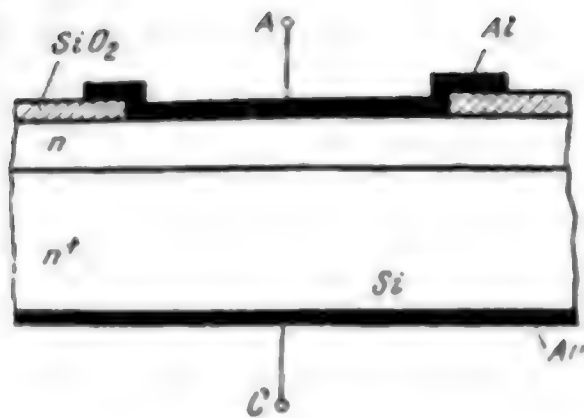


Fig. 4.8.

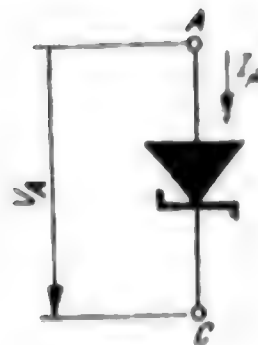


Fig. 4.9.

diodei Schottky este prezentat în figura 4.9. Pentru o astfel de structură, înălțimea barierei de potențial (Φ_b) are valoarea tipică 0,7 V.

● La tensiuni inverse mari și dioda Schottky prezintă **fenomenul de străpungere**, în aceleași condiții ca la joncțiunea pn. Trebuie remarcat că geometria specifică a acestor structuri împiedică realizarea de tensiuni de străpungere ridicate în comparație cu joncțiunile pn (dioda Schottky este echivalentă cu o joncțiune planară difuzată cu $r_j \rightarrow 0$).

● **Principalul avantaj al diodei Schottky față de joncțiunea pn este posibilitatea de lucru la frecvențe mult mai ridicate.** Acest lucru se explică prin faptul că funcționează cu purtători majoritari (electroni în semiconductor de tip n); în felul acesta, trecerea curentului nu mai este însoțită de fenomene de difuzie și de generare-recombinare. Singura limitare este legată de timpul de tranzit al electronilor prin regiunea de sarcină spațială. Timpii de comutație pentru diodele Schottky pot ajunge la 100 ps.

Ca urmare, se simplifică și circuitul echivalent de semnal mic; el cuprinde rezistența internă R_i și capacitatea de barieră C_b , definite și calculate ca la joncțiunea p+n.

● Dioda Schottky este utilizată în detectoarele de frecvențe foarte ridicate, în redresoare de putere care lucrează la frecvențe ridicate și în circuite integrate (TTL – Schottky) pentru creșterea vitezei de comutație a tranzistoarelor bipolare.

TRANZISTORUL BIPOLAR

5.1. INTRODUCERE

5.1.1. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici

Tranzistorul este un dispozitiv electronic cu trei borne: *emitorul*, *bază* și *colectorul*. Aceste trei borne („terminale” sau „electrozi”) fac legătura la trei regiuni semiconductoare de conductibilitate diferită (*n* sau *p*) ale aceluiași cristal semiconductor.

Tranzistorul bipolar (numit așa deoarece conducția este asigurată de două tipuri de purtători de sarcină cu sarcină de semn diferit: *electroni* și *goluri*) poate fi o structură de tip *pnp* (fig. 5.1,a) sau de tip *npn* (fig. 5.1,b).

● În figura 5.1 se arată și simbolurile corespunzătoare celor două structuri. Săgeata din simbol corespunde joncțiunii *pn* emitor-bază (vârful săgeții merge întotdeauna de la zona *p* la zona *n*). Ea arată și sensul normal pozitiv al curentului principal prin tranzistor. Convenția de sens pentru curenți este indicată în figura 5.2. Tot aici se arată și modul de notare a tensiunilor: tensiunea este scrisă ca o diferență de potențial între două puncte, în ordinea indicată de indici.

● **Conexiunile tranzistorului.** Se pot defini trei curenți și trei tensiuni, dar pentru descrierea comportării tranzistorului nu sînt necesare toate aceste șase mărimi. Tensiunile sînt legate prin relația

$$v_{CB} = v_{CE} + v_{EB}. \quad (5.1)$$

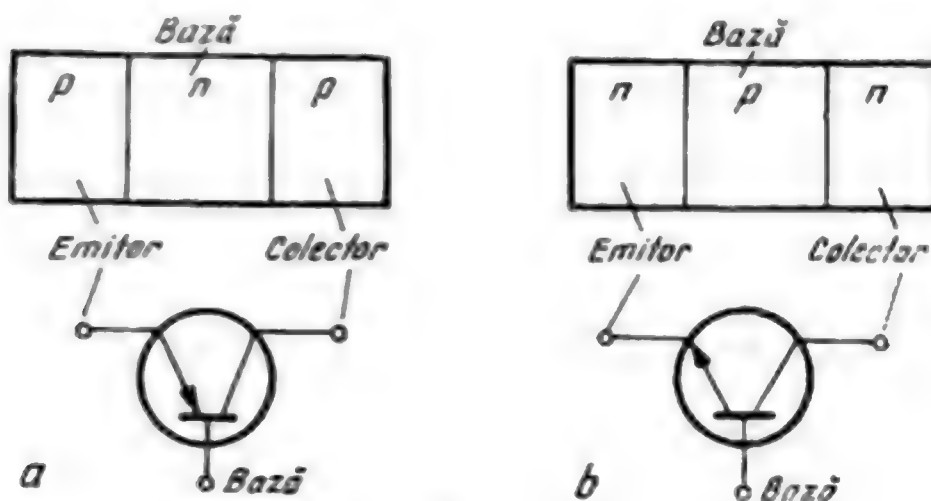


Fig. 5.1

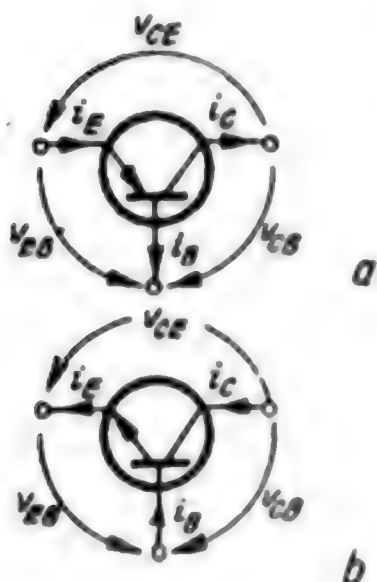


Fig. 5.2

iar curenții satisfac condiția

$$i_E = i_C + i_B \quad (5.2)$$

(tranzistorul poate fi asimilat cu un nod în care suma algebrică a curenților este zero). Ca urmare, numai două tensiuni și doi curenți sînt mărimi independente.

Alegerea mărimilor electrice care descriu comportarea tranzistorului se poate face în moduri diferite. Criteriul este următorul: se consideră tranzistorul ca un diport (un bloc cu două borne de intrare — poarta de intrare — și două borne de ieșire — poarta de ieșire). Deoarece tranzistorul are numai trei borne, una trebuie să fie comună intrării și ieșirii. Borna comună definește conexiunea tranzistorului.

În figura 5.3, de pildă, este reprezentat un tranzistor *pnp* în conexiune *bază comună*. Pentru caracterizarea sa se folosesc două mărimi de intrare: i_E și v_{EB} și două mărimi de ieșire: i_C și v_{CB} .

● **Tipuri de caracteristici.** Dacă pentru a descrie dioda în regim staționar (curent continuu) sau cvasistaționar era suficientă o caracteristică curent-tensiune, la tranzistor situația este considerabil mai complicată. Pentru un tranzistor dat curenții rezultă atunci cînd se dau tensiunile aplicate pe joncțiuni. Alegînd pentru ilustrare figura 5.3, vom avea

$$i_E = i_E(v_{EB}, v_{CB}); \quad (5.3)$$

$$i_C = i_C(v_{EB}, v_{CB}). \quad (5.4)$$

deci trebuie specificate două funcții de două variabile. Grafic, aceste funcții corespund la două familii de caracteristici.

În descrierea tranzistorului se folosesc curent: caracteristici de intrare, caracteristici de transfer, caracteristici de ieșire. Acestea vor fi exemplificate tot cu referire la figura 5.3.

Caracteristicile de intrare sînt:

$$i_E = i_E(v_{EB}), v_{CB} = \text{parametru}. \quad (5.5)$$

Caracteristicile de transfer dau curentul de ieșire în funcție de tensiunea de intrare,

$$i_C = i_C(v_{EB}), v_{CB} = \text{parametru}. \quad (5.6)$$

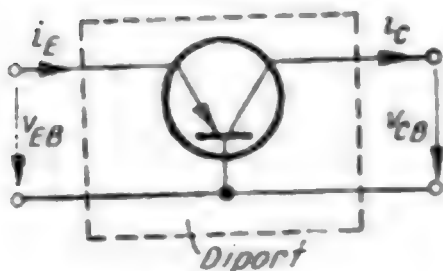


Fig. 5.3

Caracteristicile de ieșire pot avea drept parametru fie tensiunea de intrare, fie curentul de intrare. Cele mai frecvent folosite sînt

$$i_C = i_C(v_{CB}), i_E = \text{parametru}. \quad (5.7)$$

○ **Notă.** Tranzistorul va fi complet descris prin specificarea a două seturi de caracteristici independente. Pentru comoditate însă,

se folosesc, după caz, toate tipurile de caracteristici de mai sus, atât în conexiunea bază comună (BC), cât și în conexiunea emitor-comun (EC).

5.1.2. Principiul de funcționare (efectul de tranzistor)

Efectul de tranzistor va fi explicat pe figura 5.4, considerând un tranzistor pnp . Structura pnp cuprinde două joncțiuni semiconductoare, joncțiunea emitor-bază și joncțiunea colector-bază.

● **Ecuatiile de dispozitiv.** În funcționarea normală joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, iar joncțiunea colector-bază este polarizată invers (fig. 5.4). Dacă

$$v_{EB} \gg \frac{kT}{q}, \quad (5.8)$$

atunci joncțiunea emitorului este parcursă de un curent i_E mare în raport cu curent rezidual al joncțiunii și, într-o plajă largă de curenți

$$v_{EB} \cong \text{const.} \quad (5.9)$$

(paragraful 3.3.2) cu valori tipice de ordinul a 0,6–0,7 V (Si) sau 0,2–0,3 V (Ge).

Caracteristică tranzistorului este cuplarea electrică a celor două joncțiuni. Două sînt condițiile care trebuie satisfăcute pentru aceasta. Prima este ca joncțiunea emitorului să fie puternic asimetrică, de tip p^+n în cazul tranzistorului pnp . Ca urmare, curentul de emitor va fi practic în întregime un curent de goluri. A doua condiție este ca baza să fie foarte subțire în comparație cu lungimea de difuzie L_p a golurilor minoritare în baza n astfel încît fluxul de goluri să ajungă practic în totalitate la regiunea de sarcină spațială a colectorului. Mai departe, golurile sînt antrenate peste joncțiunea colectorului de câmpul electric existent aici și dau naștere unui curent de colector practic egal cu cel de emitor (curentul rezidual propriu joncțiunii de colector blocate a fost neglijat). Deci

$$i_C \cong i_E. \quad (5.10)$$

Ecuatiile (5.9) și (5.10) nu reprezintă altceva decît caracteristicile de intrare respectiv de ieșire ale tranzistorului bipolar. Ele sînt schițate în figura 5.5

Este vorba, desigur, de o descriere foarte simplificată, de un model rudimentar al tranzistorului (polarizat „normal”, ca în figura 5.4). Aceasta nu ne împiedică însă să înțelegem unele aspecte esențiale ale funcționării acestuia, inclusiv posibilitatea de a obține un semnal amplificat.

● **Ecuatiile de circuit.** Să examinăm, de pildă, circuitul

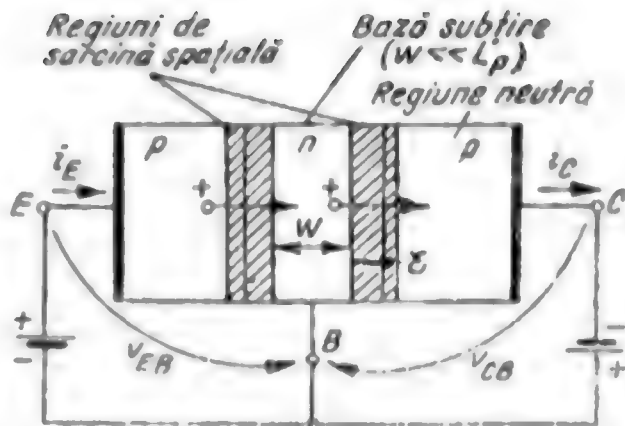


Fig. 5.4



Fig. 5.5

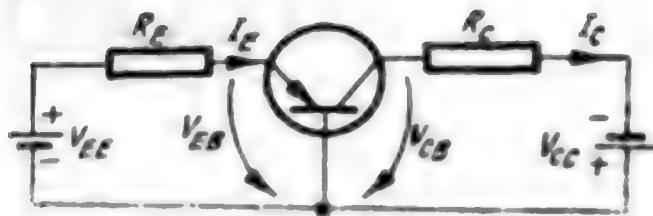


Fig. 5.6

din figura 5.6, unde în serie cu joncțiunile tranzistorului au fost introduse rezistențe. Pentru a determina mărimile electrice din circuit vom folosi ecuațiile „de dispozitiv” (5.9) și (5.10), precum și două ecuații „de circuit”. Acestea din urmă sînt

$$V_{EK} = V_{EB} + R_E I_E, \quad V_{AB} = \text{dat}; \quad (5.11)$$

$$V_{CK} = -V_{CB} + R_C I_C. \quad (5.12)$$

Relația (5.11) permite calculul curentului de emitor în punctul static de funcționare:

$$I_E = \frac{V_{EK} - V_{EB}}{R_E}. \quad (5.13)$$

Dacă $V_{EK} \gg V_{EB}$, atunci acest curent este determinat practic de circuitul de intrare (este independent de tranzistor):

$$I_E \approx \frac{V_{EK}}{R_E}. \quad (5.14)$$

Mai departe, curentul static de colector este

$$I_C \approx I_E, \quad (5.15)$$

iar tensiunea de colector

$$V_{CK} = -V_{CC} + R_C I_C. \quad (5.16)$$

Calculul de mai sus este valabil dacă $V_{CB} < 0$ (joncțiunea colectorului trebuie să fie blocată, iar curentul ei propriu-neglijabil).

● **Comportarea tranzistorului ca amplificator.** Cum poate amplifica tranzistorul din figura 5.5? Deoarece i_C urmărește variațiile lui i_E , nu se pune aici problema amplificării în curent.

Amplificarea în tensiune. Să presupunem că tensiunea V_{EB} are o mică variație ΔV_{EB} . Această provoacă variația lui $i_C \approx i_E$ și a lui v_{CB} . În colector se va simți o variație de tensiune

$$\Delta v_{CB} \approx \frac{R_C}{R_E} \Delta V_{EB} \quad (5.17)$$

și „semnalul” ΔV_{EB} va apărea amplificat dacă $R_C > R_E$. Rezultatul nu este însă edificator, deoarece aplicarea semnalului în serie cu bateria de alimentare nu este deloc inspirată. Într-adevăr, în loc de a ataca tranzistorul prin rezistența serie R_E care limitează curentul, putem să aplicăm tensiunea de semnal direct în emitor, printr-un condensator care blochează curentul continuu dar permite trecerea semnalului (dacă acesta are o variație suficient de rapidă). Atunci semnalul poate fi considerat chiar Δv_{EB} . Desigur că în aceste condiții caracteristica de intrare simplificată (5.9) va trebui abandonată. Reluăm calculul folosind dependența exponențială de tensiune a curentului prin joncțiunea pn deschisă și scriem:

$$i_C \approx i_E \approx \text{const.} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) \quad (5.18)$$

de unde, prin diferențiere, găsim

$$\frac{\Delta i_C}{\Delta v_{EB}} = \frac{q I_C}{kT} = g_m \quad (5.19)$$

unde I_C este curentul continuu în jurul căruia au loc variațiile produse de semnal, iar g_m este *panta* sau *transconductanța* tranzistorului. Acesta este de fapt chiar panta caracteristicii de transfer $i_C = i_C(v_{EB})$ dată de relația (5.18). Această caracteristică este neliniară și aproximarea ei prin tangentă este acceptabilă doar la *semnale mici* (pentru $\Delta v_{EB} \ll kT/q$ la fel ca la joncțiunea *pn*; se va reveni). Din relația (5.12) rezultă apoi

$$\Delta v_{CB} = R_C \Delta i_C = g_m R_C \Delta v_{EB} \quad (5.20)$$

deci amplificarea în tensiune este $g_m R_C$. Această amplificare poate lua valori mari. Pentru $kT/q = 0,025$ V și $I_C = 1$ mA obținem $g_m = 40$ mA/V. Atunci amplificarea este 80 pentru $R_C = 2$ k Ω etc.

○ Remarcăm că amplificarea crește cu I_C (g_m crește), dar dacă lucrăm la un I_C de valoare mare trebuie să limităm valoarea lui R_C , deoarece în caz contrar căderea de tensiune continuă pe R_C impune o creștere exagerată a tensiunii de alimentare, V_{CC} .

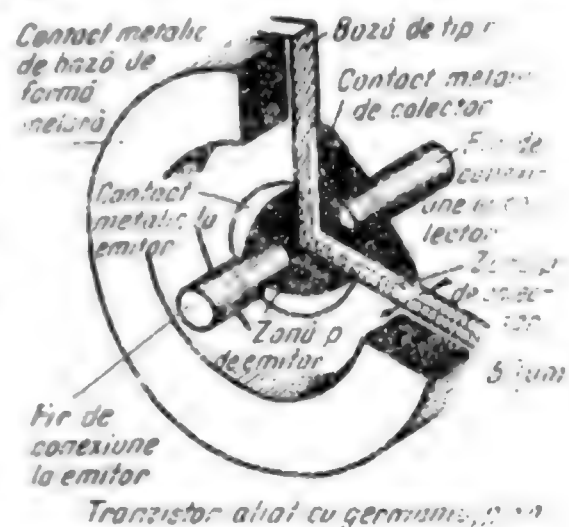
Am arătat în cele de mai sus că tranzistorul în conexiune bază comună poate fi folosit ca un amplificator de tensiune. De fapt, important este faptul că **tranzistorul amplifică în putere**. Acest lucru se înțelege ușor deoarece amplificarea variației tensiunii în circuitul de colector are loc în condițiile în care variația curentului este practic aceeași ($\Delta i_C \approx \Delta i_E$), deci puterea semnalului în circuitul de colector este considerabil mai mare decât cea necesară pentru comanda tranzistorului în emitor.

Tranzistorul transferă curentul din circuitul de intrare de rezistență mică în circuitul de ieșire de rezistență mare. De aici și denumirea de tranzistor (*transistor* = *transfer resistor*, adică rezistență de transfer).

5.1.3. Construcția tranzistoarelor bipolare

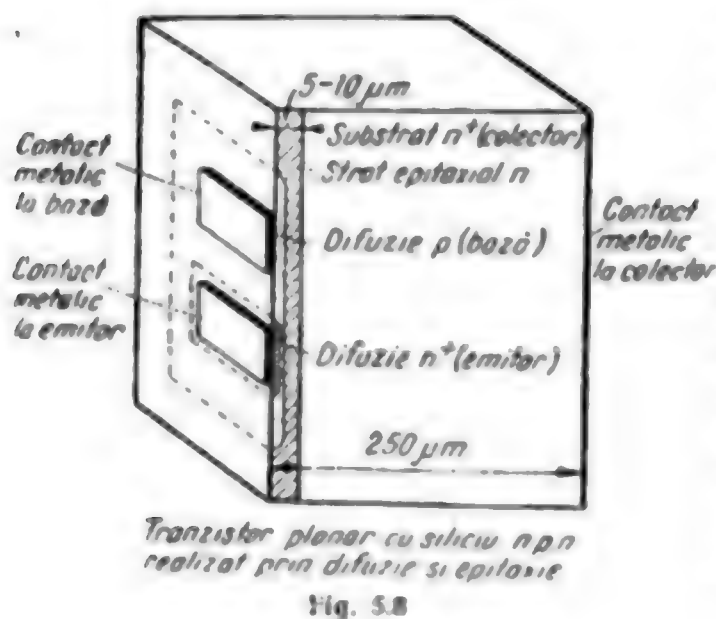
● Tranzistorul *pnp* cu germaniu din figura 5.7 se realizează prin aliere a două bile de indiu la o plăcuță de germaniu. Această aliere produce o topire locală a germaniului. Semiconductorul recristalizează după aliere înglobând atomi de indiu care constituie un dopant de tip *p*. Astfel se formează emitorul și colectorul, care sînt separate de o bază subțire (10–25 μ m). Contactul metallic la bază este formă inelară.

● Tranzistorul planar cu siliciu de tip *npn* din figura 5.8 este realizat prin două difuzii succesive (de bază și, respectiv, de emitor) în stratul epitaxial de tip *n*. Grosimea bazei poate fi controlată mai precis și poate fi sensibil mai mică (de ordinul a câțiva microni) decât la tranzistoarele aliate



Tranzistor aliat cu germaniu, pnp

Fig. 5.7



cu germaniu. În figură contactul la colector se face pe spatele plăcuței de siliciu. În circuitele integrate colectorul se contactează pe aceeași față a plăchetei ca și emitorul și baza. Pentru ca rezistența contactului metal-semiconductor să fie mică, contactul se face pe o zonă n^+ difuzată în colectorul n simultan cu emitorul. Suprafața siliciului este în toate cazurile protejată de un strat de bioxid de siliciu, în care se decupează ferestrele de metalizare.

5.2. RELAȚII ÎNTRE CURENȚII PRIN TRANZISTOR

5.2.1. Componentele curenților prin tranzistor

În cele ce urmează vom considera din nou un tranzistor pnp polarizat normal, în conexiune BC (fig. 5.4). Vom analiza separat curenții de electroni și respectiv de goluri la cele două joncțiuni și vom discerne contribuția lor la curenții ce curg prin bornele exterioare.

● **Curentul de emitor.** Figura 5.9 pune în evidență curentul de goluri (predominant) și curentul de electroni la joncțiunea emitorului:

$$i_E = i_{E,p} + i_{E,n} \quad (5.21)$$

● **Curentul de colector.** O parte din curentul de electroni injectat de emitor în bază se pierde prin recombinare (i_r). Ca urmare, curentul de goluri injectate de emitor și colectate de colector este

$$i_{C,p} = i_{E,p} - i_r \quad (5.22)$$

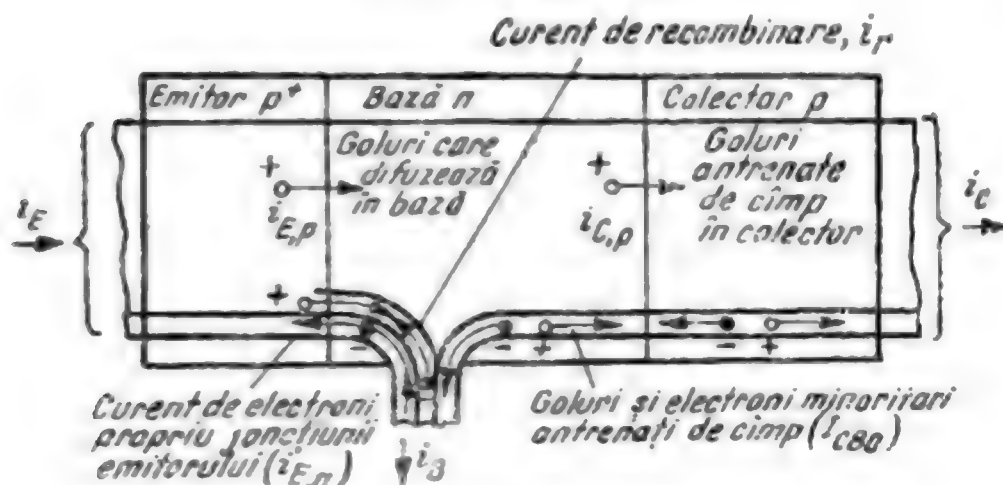


Fig. 5.9

Curentul propriu al joncțiunii colectorului, I_{CBO} , este susținut de purtători minoritari, electroni și goluri (fig. 5.9). Curentul total de colector este

$$i_C = i_{C,p} + I_{CBO}. \quad (5.23)$$

● **Curentul de bază este**

$$i_B = i_E - i_C = i_{E,n} + i_n - I_{CBO} \quad (5.24)$$

și are deci trei componente:

$i_{E,n}$ — curentul de electroni propriu joncțiunii emitorului, curent care se include prin bază;

i_n — curentul de recombinare, susținut de electronii injectați în bază în întîmpinarea golurilor cu care se recombina;

— I_{CBO} — curentul rezidual (sau de saturație) propriu joncțiunii colectorului; la acesta contribuie atât electronii minoritari injectați din colector în bază, cit și golurile minoritare injectate din bază în colector.

● **Factorul de amplificare în curent.** O funcționare eficientă a tranzistorului are loc atunci cînd curentul de colector este practic egal cu curentul emitor.

O primă condiție necesară este ca i_E să fie aproximativ un curent de goluri.

În acest sens se definește o *eficiență a emitorului*

$$\gamma_E = \frac{i_{E,p}}{i_E} = \frac{i_{E,p}}{i_{E,p} + i_{E,n}}, \quad (5.25)$$

care are valoarea ideală $\gamma_E = 1$.

O a doua condiție este aceea ca majoritatea golurilor injectate de emitor să ajungă la joncțiunea colectorului. În acest context se definește un *factor de transport al golurilor prin bază*

$$\beta_i = \frac{i_{C,p}}{i_{E,p}} = \frac{i_{C,p}}{i_{C,p} + i_n}. \quad (5.26)$$

Valoarea ideală a acestui factor este tot unitatea. Din relațiile (5.21) — (5.23), (5.25) și (5.26) rezultă

$$i_C = \alpha_P i_E + I_{CBO}, \quad (5.27)$$

unde

$$\alpha_P = \gamma_E \beta_i \quad (5.28)$$

este *factorul de amplificare în curent*, în sens direct, în conexiune BC.

O a treia condiție este ca I_{CBO} să fie neglijabil. Dacă avem și $\alpha_P \leq 1$ (primele două condiții), atunci $i_C \cong i_E$ (relația 5.10). În cele ce urmează vom examina condițiile pe care trebuie să le satisfacă tranzistorul pentru ca α_P să fie foarte apropiat de unitate.

○ **Notă.** Factorul de amplificare în curent α_P definit de relația (5.27) este denumit uneori *factor de amplificare în curent* (sau *cîștig în curent*) *de semnal mare*. Această definiție poate fi înțeleasă dacă avem în vedere excursia totală în semnal raportată la valorile pe care curenții le au la tăiere (blocare). În mod convențional se definește tăierea prin $i_E = 0$, $i_C = I_{CBO}$. Ca urmare, acest cîștig este $\Delta i_C / \Delta i_E = (i_C - I_{CBO}) / (i_E - 0)$ și concide cu α_P definit de relația (5.27).

5.2.2. Eficiența emitorului

Vom evalua curenții de goluri, respectiv de electroni, la joncțiunea emitorului cu referire la figura 5.10. Se consideră un model unidimensional și un profil abrupt de impurități. Se preia aproximația de golire din teoria joncțiunii pn . Originea axei de coordonate, $x = 0$, se plasează la extremitatea de la emitor a bazei neutre. Regiunea p a emitorului este foarte groasă în comparație cu lungimea de difuzie a electronilor minoritari în emitor, $L_{n,E}$. Alte ipoteze importante sînt:

— neglijarea fenomenelor de generare — recombinare în regiunea de trecere;

— nivele mici de injecție.

● Figura 5.10 reprezintă variația concentrației electronilor minoritari în emitor. Concentrația de purtători minoritari în exces este

$$n_{p,E}(x) = n_{p0}^{(E)} + n'_{p,E}(x) = n'_{p,E}(-l_E) \exp\left(\frac{l_E + x}{L_{n,E}}\right), \quad (5.29)$$

$$x \leq -l_E.$$

asa cum rezultă ca din ecuația de difuzie (cap. 3). Densitatea curențului de electroni minoritari (practic, curenț de difuzie) este

$$j_n = qD_n \frac{dn'_{p,E}}{dx} = \frac{qD_n n'_{p,E}(-l_E)}{L_{n,E}} \exp\left(\frac{l_E + x}{L_{n,E}}\right), \quad x \leq -l_E \quad (5.30)$$

și neglijînd generarea-recombinarea purtătorilor în regiunea de trecere, rezultă:

$$j_n(-l_E) = \frac{qD_n n'_{p,E}(-l_E)}{L_{n,E}} = j_n(0). \quad (5.31)$$

● Pentru estimarea curențului de goluri la $x = 0$, vom presupune că recombinarea în baza foarte subțire (ipoteza suplimentară $W \ll L_p$) este pur și simplu neglijabilă; ca urmare, densitatea curen-

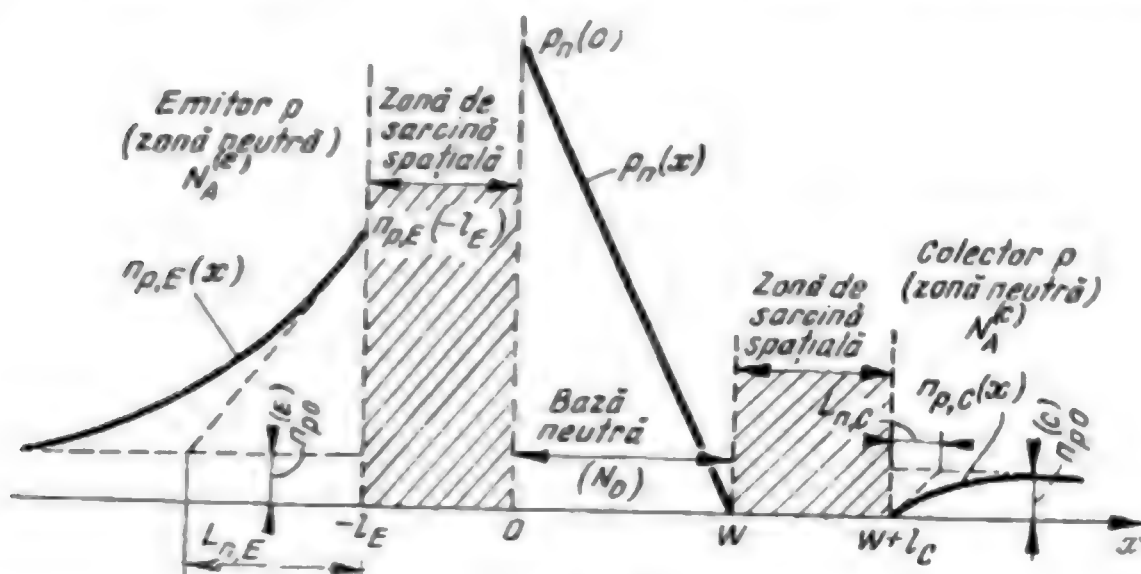


Fig. 5.10

tului de difuzie a gurilor minoritate este

$$j_p(x) = -qD_p \frac{dp_p'}{dx} \cong \text{const.} \quad (5.32)$$

$$0 \leq x \leq W,$$

iar $p_p'(x) = p_p(x) - p_{n0}$ scade liniar cu distanța. Folosim condițiile la limită (3.38) și (3.39):

$$p_p'(0) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] \cong$$

$$\cong p_{n0} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) \gg p_{n0}, \quad v_{EB} \gg \frac{kT}{q}; \quad (5.33)$$

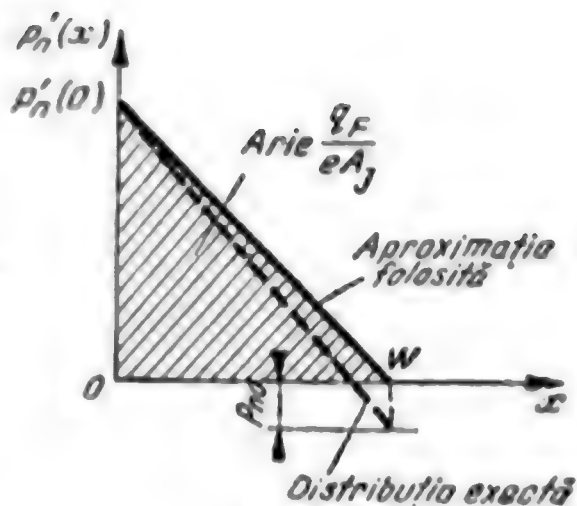


Fig. 5.11

$$p_p'(W) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right] \cong -p_{n0}, \quad v_{CB} < 0, \quad |v_{CB}| \gg \frac{kT}{q} \quad (5.34)$$

(tensiunile aplicate din exterior cad practic în întregime pe regiunile de sarcină spațială). Luind $p_p'(W) \cong 0$ (fig. 5.11) se poate scrie:

$$p_p'(x) \cong p_p'(0) \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (5.35)$$

și

$$j_p(0) \cong j_p(W) = \frac{qD_p p_p'(0)}{W}. \quad (5.36)$$

● Aplicând definiția (5.25) a eficienței emitorului, rezultă:

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \frac{i_{E,s}}{i_{E,p}}} = \frac{1}{1 + \frac{j_p(0)}{j_p(W)}} = \frac{1}{1 + \frac{n_{p,s}^{(E)}(-l_E)}{p_p'(0)} \cdot \frac{D_p}{D_n} \cdot \frac{W}{L_{n,E}}}. \quad (5.37)$$

Folosind (5.33), relația similară

$$n_{p,s}^{(E)}(-l_E) = n_{p0}^{(E)} \left[\exp\left(q \frac{v_{EB}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.38)$$

precum și

$$n_{p0}^{(E)} = \frac{n_i^2}{N_A^{(E)}}, \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad (5.39)$$

obținem expresia finală*

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \frac{D_n W N_D}{D_p L_{n,E} N_A^{(E)}}}. \quad (5.40)$$

* Dacă grosimea zonei emitorului, fie ea W_E , este mult mai mică decât lungimea de difuzie a electronilor minoritari, $L_{n,E}$, atunci $L_{n,E}$ trebuie înlocuit cu W_E în formula (5.40).

O condiție importantă pentru ca eficiența emitorului să fie apropiată de unitate este

$$N_B \lll N_A^{(n)} \text{ (cu cîteva ordine de mărime).} \quad (5.41)$$

adică joncțiunea emitor-bază trebuie să fie de tip p^+n , puternic asimetrică.

5.2.3. Factorul de transport

● Rămînînd în cadrul aproximațiilor de mai sus, vom estima un curent de recombinare presupus din start foarte mic (o simplă corecție). Cu distribuția liniară aproximativă (5.35) a golurilor în exces în bază, sarcina totală a acestora este (fig. 5.11)

$$q_F = \frac{q p'_n(0) W}{2} A_J, \quad (5.42)$$

unde A_J este secțiunea transversală a dispozitivului (aria joncțiunilor). Curentul de recombinare poate fi obținut prin multiplicarea sarcinii totale de goli cu probabilitatea de recombinare a unui gol, $1/\tau_p$, unde τ_p este timpul de viață al golurilor minoritare în bază (relația 2.31):

$$i_r = \frac{1}{\tau_p} q_F = \frac{1}{2} \frac{q p'_n(0) W}{\tau_p} A_J. \quad (5.43)$$

● Factorul de transport (5.26) devine

$$\beta_F = \frac{1}{1 + \frac{i_r}{i_{C,B}}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2}, \quad (5.44)$$

unde $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ este lungimea de difuzie a golurilor în bază (cap. 3).

○ Observație. Această formulă nu este corectă decît pentru $W \ll L_p$: dacă recombinarea în bază nu este neglijabilă atunci calculul de mai sus nu este valabil.

5.2.4 Descrierea funcționării tranzistorului în regiunea activă normală

● Conexiunea BC. Tranzistorul pnp polarizat normal, cu $v_{EB} \gg \frac{kT}{q}$, $v_{CB} < 0$, $|v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}$, poate fi descris de relația (5.27), unde α_F și I_{CBO} sînt presupuse constante*.

De fapt α_F depinde de tensiunea și de curentul de lucru al tranzistorului, așa cum se va arăta ulterior, iar curentul rezidual (invers) al unei joncțiuni nu este nici o mărime constantă (cap. 3).

* La aceasta se adaugă $i_E \approx A J p'_p(0) = \text{const} \times \exp \frac{q v_{EB}}{kT}$, deci o relație de forma (5.18), sau pur și simplu $v_{EB} \approx \text{const}$, cunoscut.

Valoarea lui α_F este de regulă foarte apropiată de unitate (0,98 ... 0,99 sau chiar mai mult) și s-ar părea că valoarea sa exactă nu contează.

● **Conexiunea EC.** Dacă dorim să controlăm curentul de colector prin curentul de bază, i_B (conexiunea emitor comun) situația se schimbă radical. Să examinăm de pildă circuitul din figura 5.12.

La ecuațiile „de circuit”

$$V_{BB} = V_{BE} + R_B I_B; \quad (5.45)$$

$$V_{CC} = -V_{CE} + R_C I_C, \quad (5.46)$$

se vor adăuga $V_{BE} \cong \text{const.}$ dat, și încă o relație „de dispozitiv” care leagă curentul de ieșire I_C de curentul de intrare I_B . Folosind ecuațiile (5.2) și (5.27)* găsim

$$I_C = \beta_F I_B + I_{CBO}, \quad (5.47)$$

unde

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} \quad (5.48)$$

este *factorul de amplificare în curent** (conexiunea emitor comun), iar

$$I_{CBO} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_F} = (\beta_F + 1) I_{CBO} = I_C |_{I_B=0} \quad (5.49)$$

este curentul rezidual de colector în conexiunea EC (măsurat cu baza în gol).

Noul factor de amplificare în curent poate fi mult mai mare decât unitatea (zeci, sute). De asemenea $I_{CBO} \gg I_{CBO}$ și devine important (pentru tranzistoarele cu siliciu — la temperaturi mai ridicate, iar pentru cele cu germaniu — chiar la temperatura camerei).

Deosebit de important este faptul că variațiile aparent neînsemnate ale lui α_F se transformă în variații mari ale lui β_F . De exemplu $\beta_F = 99$ pentru $\alpha_F = 0,99$, dar β_F este numai 49 pentru $\alpha_F = 0,98$. Folosind formulele (5.40) și (5.44) și presupunând atât γ_E cât și β_i foarte apropiate de unitate, găsim prin neglijări succesive

$$\begin{aligned} \alpha_F = \gamma_E \beta_i &\cong \left(1 - \frac{D_n W N_D}{D_p L_{nE} N_A^{(E)}}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2\right] \cong \\ &\cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2 - \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{W}{L_{nE}} \cdot \frac{N_D}{N_A^{(E)}}; \end{aligned} \quad (5.50)$$

$$\frac{1}{\beta_F} = \frac{1 - \alpha_F}{\alpha_F} \cong 1 - \alpha_F \cong \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2 + \frac{D_n W N_D}{D_p L_{nE} N_A^{(E)}}. \quad (5.51)$$

* La fel ca în paragraful 5.2.1., β_F poate fi considerat un *factor de amplificare (câștig în curent) de semnal mare*. Deoarece $i_B = 0$ nu asigură blocarea dispozitivului ($i_C = (\beta_F + 1) I_{CBO} \ll \gg I_{CBO}$), vom reveni la condiția de tăiere $i_B = 0$, $i_C = I_{CBO}$, deci $i_B = i_E - i_C = -I_{CBO}$. Raportul celor două excursii în curent este $\Delta i_C / \Delta i_B = (i_C - I_{CBO}) / [i_B - (-I_{CBO})] = \beta_F$, în conformitate cu relațiile (5.47) și (5.49).

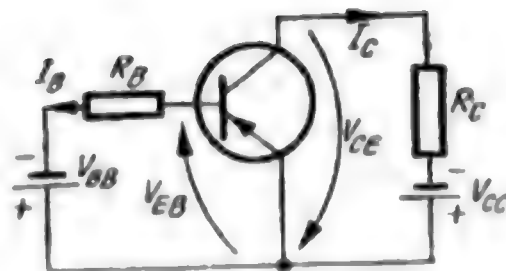


Fig. 5.12

Această formulă pune în evidență dependența puternică a lui β_F de parametrii constructivi și de material ai tranzistorului. Este dificil de controlat foarte precis grosimea bazei și concentrațiile de impurități. Timpii de viață ai purtătorilor minoritari (care intră în expresia lungimilor de difuzie) sînt greu reproductibili.

○ **Notă.** Observația de mai sus este extrem de caracteristică pentru electronica cu tranzistoare. *Tranzistorul bipolar oferă un câștig mare în curent, dar nu se poate conta pe valoarea exactă a acestuia.* Aceste două fapte își pun o amprentă clară asupra concepției circuitelor cu tranzistoare. Aceste circuite trebuie să folosească proprietatea tranzistorului de a fi și un amplificator de curent, reducînd însă pe cît posibil efectul dispersiei parametrului β_F , dispersie inevitabilă datorită particularităților de fabricație*

5.3. TEORIA TRANZISTORULUI ÎN REGIM STAȚIONAR, LA NIVELE MICI DE INECȚIE

5.3.1. Modelul folosit în calcule

Vom relua și dezvoltă calculele privind curenții prin tranzistorul bipolar, fără a mai face de această dată :

- restricții asupra tensiunilor aplicate pe joncțiuni ;
- presupunerea că baza este foarte subțire (deci recombinația este nulă sau foarte redusă).

Ipotezele pe care se bazează teoria sînt :

- a) model unidimensional, pe direcția de curgere a curentului principal prin tranzistor (perpendicular pe planul joncțiunilor) ;
- b) profil abrupt de impurități (concentrații uniforme de impurități în cele trei regiuni ale tranzistorului) ;
- c) regiunile de emitor și colector suficient de groase în raport cu lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari ;
- d) nivele mici de inecție (excesul de purtători majoritari poate fi neglijat) ;
- e) se neglijează fenomenele de generare-recombinație în regiunea de trecere ;
- f) nu există altă excitație externă (radiație, gradient de temperatură) în afara tensiunilor aplicate pe electrozi.

Ipoteza a presupune următoarele :

- se ignoră geometria reală a dispozitivului (fig. 5.7 și 5.8) și se admite că joncțiunile sînt plane cu efecte de margine neglijabile ;
- se neglijează complet efectele care au loc pe suprafața semiconductorului (paragraful 3.3.3) ;

* Un circuit electronic nu se concepe pentru un tranzistor anume (ca exemplar fizic, cu o valoare determinată a lui β_F), ci pentru un anumit tip de tranzistor care este caracterizat de o plajă largă de valori ale lui β_F .

— se neglijează căderea de tensiune corespunzătoare curgerii transversale a curentului de bază.

În legătură cu ipoteza *d* menționăm și faptul că la intensități mici ale curentului se poate neglija căderea de tensiune pe regiunile neutre de emitor și colector. La intensități mari de curent această neglijaare nu mai este posibilă. Mai mult, chiar ipoteza împărțirii tranzistorului în regiuni (cvasi) neutre și regiuni de sarcină spațială golite (aproape) complet de purtători mobili nu mai rezistă la curenți mari.

Împreună cu ipoteza de nivel mic de injecție trebuie reținută și expresia concentrațiilor de purtători minoritari la limita regiunilor de sarcină spațială (condițiile la limită ale lui Shockley, care extrapolează formulele de la echilibru termic presupunând de asemenea intensități mici de curent).

Calculule se vor dezvolta pentru un tranzistor *pnp*.

5.3.2. Distribuția purtătorilor minoritari în bază

În condiții de nivel mic de injecție, curentul de purtători minoritari este practic un curent de difuzie. Ca urmare (paragraful 3.3.2), distribuția golurilor minoritare în exces în baza tranzistorului *pnp* va fi determinată din ecuația de difuzie:

$$\frac{dp'_n(x)}{dx^2} = \frac{p'_n(x)}{L_p^2}. \quad (5.52)$$

($L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$; $p'_n(x) = p_n(x) - p_{n0}$) valabilă în interiorul bazei neutre ($0 \leq x \leq W$, fig. 5.10). Condițiile la limită ale lui Shockley sînt (paragraful 3.3.2):

$$p'_n(0) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (5.53)$$

$$p'_n(W) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5.54)$$

Integrarea ecuației ne dă

$$p'_n(x) = p'_n(0) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + p'_n(W) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)}. \quad (5.55)$$

Presupunind în acest moment că baza este foarte subțire ($W \ll L_p$), funcțiile hiperbolice pot fi approximate cu primul termen din dezvoltarea în serie:

$$p'_n(x) \cong \left(1 - \frac{x}{W}\right) p'_n(0) + \frac{x}{W} p'_n(W), \quad (5.56)$$

deci o distribuție liniară a golurilor în bază. Acest rezultat simplu corespunde unui curent de difuzie constant în bază ($0 \leq x \leq W$):

$$j_p(x) = -qD_p \frac{dp'_n}{dx} = \frac{qD_p}{W} [p'_n(0) - p'_n(W)], \quad (5.57)$$

deci unui curent de recombinare neglijabil.

În cazul particular al funcționării „normale”, cu

$$v_{EB} \gg \frac{kT}{q}, \quad v_{CB} < 0, \quad |v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}, \quad (5.58)$$

relațiile (5.53) și (5.54) se reduc la

$$p'_n(0) \cong p_{n0} \exp \frac{qv_{EB}}{kT}, \quad p'_n(W) - -p_{n0} \cong 0, \quad (5.59)$$

deoarece $|p'_n(W)|$ este extrem de mic față de $p'_n(0)$. Atunci, din expresia (5.55) se va reține numai primul termen. Dacă $W \ll L_p$, reobținem distribuția triunghiulară (fig. 5.11) a excesului de goluri în bază

$$p'_n(x) \cong \left(1 - \frac{x}{W}\right) p'_n(0). \quad (5.60)$$

Această formulă ignoră însă recombinarea în bază.

Pentru a estima curentul de recombinare în bază în cazul polarizării „normale” (condițiile 5.58), pornim de la distribuția (5.55) cu $p'_n(W) = 0$ și calculăm

$$\beta_r = \frac{j_p(W)}{j_p(0)} = \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)}. \quad (5.61)$$

Pentru $W \ll L_p$

$$\operatorname{ch} \frac{W}{L_p} \cong 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2 \quad (5.62)$$

și reobținem astfel pe altă cale relația (5.44).

5.3.3. Expresia curenților prin tranzistor

Curentul de emitor i_E și cel de colector i_C vor fi evaluați la joncțiunile respective. Aici vom profita de faptul că j_p și j_n sînt constanți în regiunile de sarcină spațială (ipoteza *c* din paragraful 5.3.1), ei vor fi evaluați de-o parte și de alta a regiunii de sarcină spațială, acolo unde purtătorii de sarcină respectivi sînt minoritari. Aceasta—deoarece la nivele mici de injecție (ipoteza *d*) curentul de purtători minoritari poate fi exprimat ca un curent de difuzie. În fine, acești curenți vor fi determinați pe baza distribuției purtătorilor minoritari în regiunile neutre, distribuții care depind liniar de concentrațiile de purtători la limita acestor regiuni. Ca urmare se va obține o dependență liniară a curenților prin tranzistor de concentrațiile de purtători la limita regiunilor de sarcină spațială.

● Curentul de emitor este (fig. 5.10 și relația 5.55)

$$\begin{aligned}
 i_E &= A J_{p,0}(0) + A J_{p,0}(-l_E) = \\
 &= \frac{A J q D_p p'_0(0)}{L_p} \cdot \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} - \frac{A J q D_p p'_0(W)}{L_p} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + \\
 &\quad + A J \frac{q D_{n,E} n'_{p,E}(-l_E)}{L_{n,E}}
 \end{aligned} \quad (5.63)$$

și cu condițiile la limită (5.38), (5.53) devine*

$$\begin{aligned}
 i_E &= A J \left[\frac{q D_{n,E} n_{p0}^{(E)}}{L_{n,E}} + \frac{q D_p p_{\infty}}{L_p} \operatorname{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{k T}\right) - 1 \right] - \\
 &\quad - \frac{A J q D_p p_{\infty}}{L_p} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{k T}\right) - 1 \right],
 \end{aligned} \quad (5.64)$$

deci o relație de forma $i_E = i_E(v_{EB}, v_{CB})$.

● Similar (fig. 5.10), curentul de colector este :

$$\begin{aligned}
 i_C &= \frac{A J q D_p p_{\infty}}{L_p \operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{k T}\right) - 1 \right] - \\
 &\quad - A J \left[\frac{q D_p p_{\infty}}{L_p} \operatorname{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right) + \frac{q D_{n,C} n_{p0}^{(C)}}{L_{n,C}} \right] \left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{k T}\right) - 1 \right].
 \end{aligned} \quad (5.65)$$

Relațiile (5.64) și (5.65) pot fi re scrise astfel încît să pună în evidență concentrația intrinsecă de purtători, n_i , și timpul de viață al purtătorilor minoritari. Astfel :

$$\begin{aligned}
 i_E &= q A J n_i^2 \left[\sqrt{\frac{D_{n,E}}{\tau_n}} \cdot \frac{1}{N_A^{(E)}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{\operatorname{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right)}{N_D} \right] \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{k T}\right) - 1 \right] - \\
 &\quad - q A J n_i^2 \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{1}{N_D \operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{k T}\right) - 1 \right];
 \end{aligned} \quad (5.66)$$

se remarcă $i_E \sim n_i^2$ (similar $i_C \sim n_i^2$), deci dependența puternică de temperatură (capitolul 2). Subliniem faptul că această dependență apare, matematic vorbind, prin concentrațiile de purtători minoritari la limita regiunilor de sarcină spațială. Dependența puternică a curentilor de temperatură (la tensiuni date**) se explică prin faptul că i_E și i_C au fost calculați ca niște

* Vom folosi notații diferite pentru constantele de difuzie ale electronilor în emitor și în colector ($D_{n,E}$, respectiv $D_{n,C}$) deoarece mobilitatea electronilor depinde de concentrația de impurități (capitolul 2) și este în principiu diferită în cele două regiuni.

** Din fericire, circuitul poate determina în bună măsură curentul prin tranzistor, stabilizînd astfel valoarea acestuia în raport cu variațiile temperaturii.

curenți de purtători minoritari. Desigur, curentul de emitor lângă contact, în regiunea p , este transportat de goluri majoritare. Dar un alci are loc limitarea curentului, ci în imediata vecinătate a regiunilor de sarcină spațială unde „viteza” de curgere a purtătorilor de sarcină minoritari este determinată de gradientul concentrațiilor de purtători.

○ **Observație.** Relațiile de mai sus pot fi puse sub forma

$$i_E = a_{11} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - a_{12} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.67)$$

$$i_C = a_{21} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - a_{22} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.68)$$

și se constată imediat că

$$a_{11} = a_{12}, \quad (5.69)$$

relație care va fi folosită ulterior.

5.3.4. Modularea grosimii bazei (efectul Early)

Relațiile (5.67) și (5.68) par să evidențieze o dependență exponențială a curenților de tensiunile aplicate pe joncțiuni. Acest lucru nu este riguros adevărat deoarece coeficienții a_{ij} ($i, j = 1, 2$) depind (este adevărat, mai slab) de tensiune prin intermediul lărgimii regiunilor de sarcină spațială.

Ne vom referi mai departe la figura 5.13, unde (preluând rezultatele de la joncțiunea pn):

$$l_E = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{EO,E} - v_{EB})(N_A^{(E)} + N_D)}{qN_A^{(E)}N_D}}, \quad \Phi_{EO,E} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A^{(E)}N_D}{n_i^2}; \quad (5.70)$$

$$l_C = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{EO,C} - v_{CB})(N_A^{(C)} + N_D)}{qN_A^{(C)}N_D}}, \quad \Phi_{EO,C} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A^{(C)}N_D}{n_i^2}. \quad (5.71)$$

Noi am am preferat (fig. 5.10) să alegem origina la limita bazei neutre, pentru a scrie mai comod distribuția la minoritari în bază. De fapt baza

neutră se găsește la distanța $l_{n,E}$ de joncțiunea metalurgică emitor-bază, iar

$$\frac{l_{n,E}}{l_{p,E}} = \frac{N_A^{(E)}}{N_D} \gg 1, \quad (5.72)$$

$$l_E = l_{n,E} + l_{p,E} \gg l_{p,E}$$

(v. rel. 3.15).

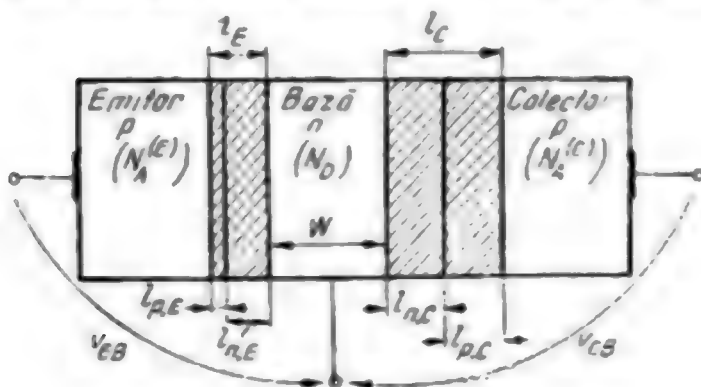


Fig. 5.13

Similar, extremitatea din dreapta a bazei neutre se găsește la distanța $l_{n,c}$ de joncțiunea colectorului:

$$\frac{l_{n,c}}{l_{p,c}} = \frac{N_A^{(c)}}{N_D}, \quad l_{n,c} = l_c \frac{N_A^{(c)}}{N_A^{(c)} + N_D} = \sqrt{\frac{2e(\Phi_{BO,c} - v_{CB})N_A^{(c)}}{qN_D(N_A^{(c)} + N_D)}}. \quad (5.73)$$

Coefficienții a_i depind de W , grosimea bazei neutre:

$$W = l - l_{n,E} - l_{n,c} = W(v_{BE}, v_{CB}). \quad (8.74)$$

Variația grosimii bazei neutre cu tensiunile aplicate pe joncțiuni se numește modularea grosimii bazei (efect Early).

Să considerăm tranzistorul polarizat normal, cu emitorul deschis, $v_{BE} \gg kT/q$ (și $v_{EB} \cong \text{const.}$ într-o plajă largă de curenți) și $v_{CB} < 0$ și mare în valoare absolută (volți sau zeci de volți). În aceste condiții $W = W(v_{CB})$, deoarece dependența de v_{BE} este foarte slabă*. Ca urmare, modulația grosimii bazei constă de fapt în micșorarea grosimii bazei neutre (grosime „efectivă” a bazei) la creșterea modulusului tensiunii de colector.

Efectul Early poate deveni important în anumite situații. Să observăm de pildă că factorul de amplificare în curent β_F crește cu scăderea lui W (relația 5.51), deci crește cu creșterea mărimii tensiunii de colector, $|v_{CB}|$. De aici și curentul de colector $i_C \cong \beta_F i_B$ crește cu $|v_{CB}|$ la $i_B = \text{const.}$

5.3.5. Efectul generării și recombinării în regiunea de trecere la nivele mici de injecție

Să considerăm un tranzistor polarizat normal. În regiunea de sarcină spațială a emitorului va exista un exces de sarcină în raport cu situația de la echilibru termic, iar curentul de emitor va avea o componentă suplimentară $i_{re,E}$ datorită recombinării în această regiune**. Această componentă crește cu v_{EB} după legea

$$i_{re,E} = \frac{1}{2} \cdot \frac{qn_i}{\tau_0} l_E A_E \exp \frac{qv_{EB}}{2kT}, \quad v_{EB} \gg \frac{2kT}{q}, \quad (5.75)$$

unde τ_0 este un fel de timp de viață echivalent (paragraful 3.3.2). Curentul de emitor are trei componente

$$i_E = i_{E,p} + i_{E,n} + i_{re,E}, \quad (5.76)$$

dintre care numai

$$i_{E,p} \cong \frac{qD_p n_i^2}{WN_D} A_E \exp \frac{qv_{EB}}{kT}, \quad (5.77)$$

* Cu aproximația $W \cong l - l_{n,c} \cong l - \text{const} \times \sqrt{|v_{CB}|}$.

** Va exista și o componentă suplimentară a curentului de colector datorită generării în regiunea de trecere a colectorului, unde există un deficit de sarcină mobilă față de echilibrul termic.

adică numai curentul de goluri care difuzează în bază reprezintă o componentă utilă pentru efectul de tranzistor. Atât $i_{re, E}$ cât și curentul de difuzie al electronilor la emitor

$$i_{E, n} \cong \frac{qD_n n_i^2}{L_{n, E} N_A^{(E)}} A_J \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) \quad (5.78)$$

deteriorează eficiența emitorului. Aceasta este

$$\gamma_E = \frac{i_{E, p}}{i_{E, p} + i_{E, n} + i_{re, E}} = \frac{1}{1 + \frac{N_D W}{D_p} \left[\frac{D_{n, E}}{N_A^{(E)} L_{n, E}} + \frac{I_E}{2\tau_n n_i \exp\left(\frac{qv_{EB}}{2kT}\right)} \right]} \quad (5.79)$$

Rezultatul nou și interesant constă în dependența de polarizare a eficienței emitorului. Dependența de v_{EB} prin W (efect Early) este relativ slabă în comparație cu dependența de $\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)$. Eficiența va crește

cu curentul principal prin tranzistor (la $i_C \cong i_E$). Altfel spus, la curenți mici (nivel mic de injecție) acolo unde curentul de recombinare $i_{re, E}$ are o pondere importantă, eficiența emitorului este redusă considerabil.

Este importantă și prezența factorului n_i în relația (5.79). În condiții similare, efectul recombinării în regiunea de trecere va fi mai important pentru n_i mai mic. Fenomenul va fi mai pregnant în siliciu decît în germaniu și/sau la temperaturi mai coborîte.

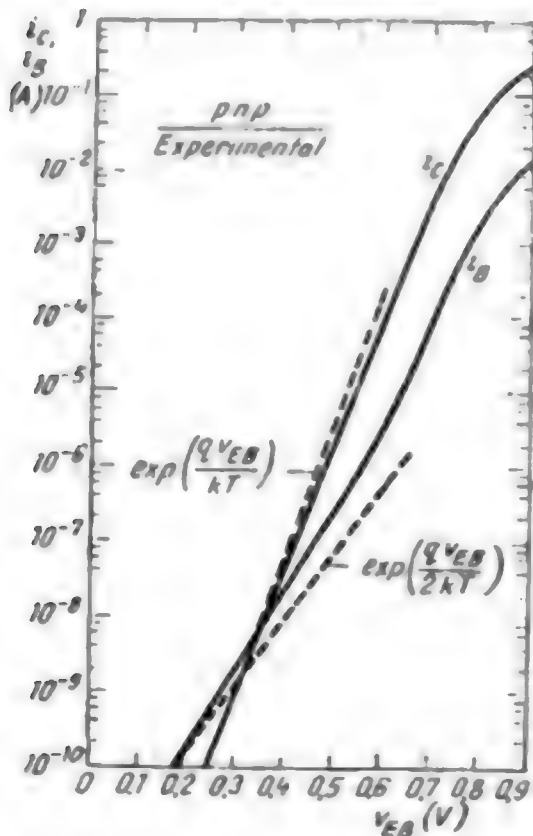


Fig. 5.14

În context sînt interesante rezultatele experimentale reproduse în figura 5.14. Se reprezintă variația cu v_{EB} a lui i_B și i_C pentru un tranzistor *pnp* (la $v_{CB} = 0$).

Un prim rezultat important este dependența $i_C = \text{const} \times \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)$ pe mai mult de opt decade de variație a curentului. Această concordanță cu teoria verifică implicit și condiția la limită (concentrația purtătorilor injectați). Dependența de tensiune a lui i_B este mai slabă ($i_B = \text{const} \times \frac{qv_{EB}}{mkT}$, unde $m \cong 1.7$ pentru zona curenților mici). Aceasta indică ponderea importantă a curentului $i_{re, E}$ în componența curentului de bază.

Desigur, scăderea lui γ_E la curenți mici afectează substanțial și valoarea lui $\beta_F \cong i_C/i_B$. Dependența lui β_F de curent este reprezentată în figura 5.15 pentru același tranzistor *pnp*.

5.3.6. Scăderea eficienței emitorului la nivele mari de injecție

Figurile 5.14 și 5.15 indică un curent i_C , respectiv un β_F anormal de mic în zona tensiunilor (curenților) mari (distanța dintre curbe este proporțională cu $\ln \beta_F$). Este vorba de un efect la nivele mari de injecție care va fi comentat pe scurt în cele ce urmează.

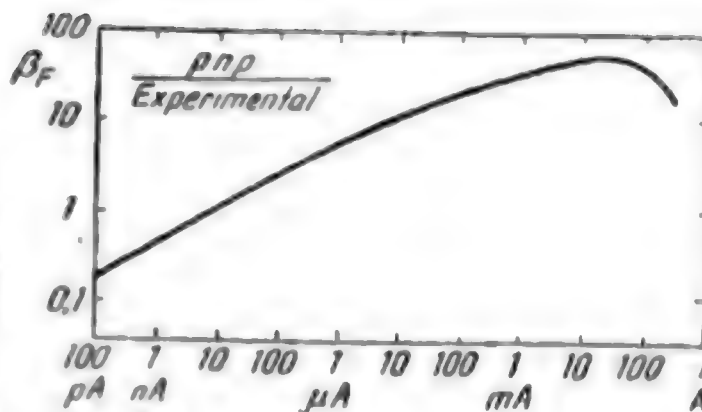


Fig. 5.15

La nivele de injecție mai mari, eficiența emitorului scade deoarece crește ponderea curentului de electroni în curentul total de emitor. Într-adevăr, deoarece joncțiunea este nesimetrică, concentrația de purtători minoritari la marginea regiunii de trecere a joncțiunii emitorului ajunge mult mai repede comparabilă cu cea a purtătorilor majoritari în bază decât în emitor. Ca urmare, concentrația de electroni majoritari în bază trebuie să crească pentru a asigura neutralitatea acestei regiuni. Curentul de electroni astfel majorat se închide, desigur, prin joncțiunea emitorului, ceea ce explică scăderea lui γ_E și a lui β_F .

○ **Notă.** Recombinarea pe suprafață poate duce în mod similar la degradarea eficienței (a se vedea și paragraful 3.3.3).

O altă restricție a modelului teoretic este legată (așa cum s-a menționat în paragraful 3.3.1) de *profilul de impurități*. Efectul dopării neuniforme a bazelor este discutat în Anexa 5.1.

5.4. MODELUL EBERS-MOLL

Vom prezenta în continuare două variante ale modelului de semnal mare, denumit „model Ebers-Moll”.

5.4.1. Model cu generatoare de curent controlate de curecții la borne

Curentul de colector poate fi scris (fig. 5.16, a)

$$i_C = \alpha_F i_E - I_{CBO} \left[\exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.80)$$

unde primul termen din membrul al doilea reprezintă curentul injectat de emitor la joncțiunea colectorului, iar al doilea — curentul propriu al joncțiunii colectorului. Parametrul α_F este *factorul de amplificarea în curent direct* (i_E = curent de intrare, i_C = curent de ieșire) cu ieșirea în scurtcircuit ($V_{CB} = 0$, colectorul scurtcircuitat la bază, electrodul comun). I_{CBO} este curentul rezidual (de saturație) al joncțiunii colectorului, măsurat cu emitorul în gol.

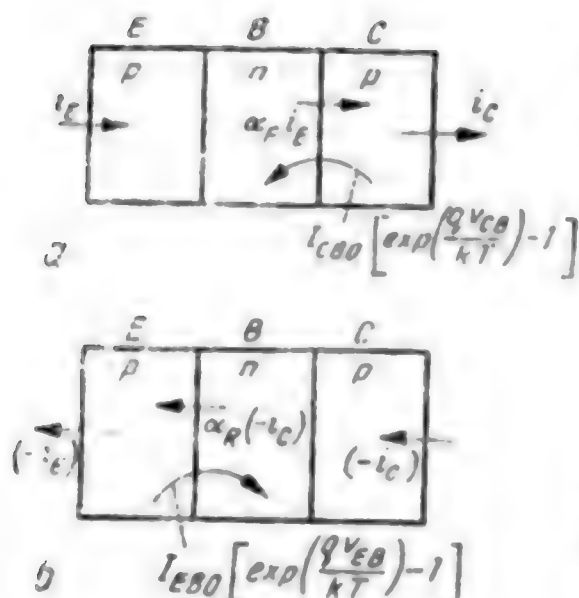


Fig. 5.16

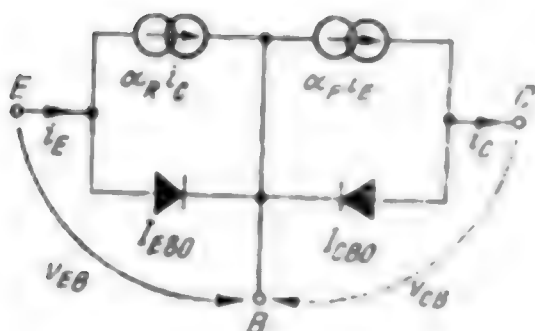


Fig. 5.17

O relație similară poate fi scrisă făcând bilanțul curenților la jonctiunea emitorului. Astfel (fig. 5.16, b) :

$$-i_E = \alpha_R(-i_C) + I_{EB0} \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.81)$$

sau

$$i_E = \alpha_R i_C + I_{EB0} \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.82)$$

unde α_R este un factor de amplificare în curent invers (intrare pe colector, ieșire pe emitor) cu emitorul scurtcircuitat la bază, iar I_{EB0} este curentul de saturație al jonctiunii emitor-bază, determinat cu colectorul în gol.

Figura 5.17 reprezintă un circuit echivalent al tranzistorului care corespunde ecuațiilor (5.80) și (5.82). El cuprinde generatoare de curent comandate de curenții la bornele dispozitivului.

5.4.2. Model cu generatoare de curent comandate de curenții prin diode

Rezolvind sistemul format de ecuațiile (5.80) și (5.82) în raport cu i_E și i_C , găsim ecuațiile Ebers-Moll :

$$i_E = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - \alpha_R I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (5.83)$$

$$i_C = \alpha_F I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.84)$$

unde am notat

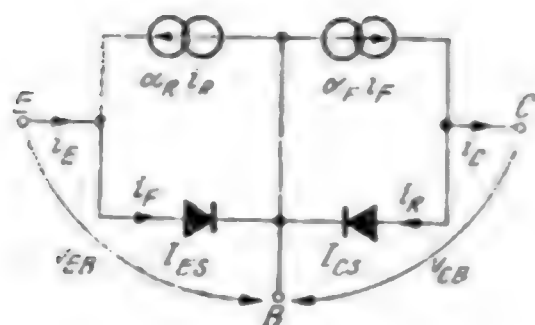


Fig. 5.18

$$I_{ES} = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_F \alpha_R}, \quad I_{CS} = \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_F \alpha_R} \quad (5.85)$$

I_{ES} este curentul de saturație al diodei emitor-bază măsurat cu colectorul scurtcircuitat la bază. I_{CS} este curentul de saturație al diodei colector-bază determinat cu emitorul scurtcircuitat la bază.

Circuitul echivalent corespunzător ecuațiilor (5.83) și (5.84) apare în figura 5.18.

Remarcăm faptul că relațiile (5.83) și (5.84) sînt exact de forma (5.67) (5.68). Prin comparare rezultă parametrii I_{ES} , I_{CS} , α_F , α_R în funcție de parametrii constructivi și de material. Utilizînd relația (5.69) găsim

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS}. \quad (5.86)$$

deci cei patru parametri nu sînt independenți.

Acești patru parametri nu sînt mărimi constante. De exemplu, s-a arătat mai sus efectul tensiunii de colector (efectul Early) și respectiv al curenților (efectul recombinării în regiunea de trecere a emitorului) asupra lui α_F .

Totuși pentru simplitate nu se va explicita dependența parametrilor α_F , α_R , I_{ES} , I_{CS} de condițiile de lucru. Relațiile (5.83) și (5.84) se vor folosi însă cu precauții, așa cum se arată mai jos.

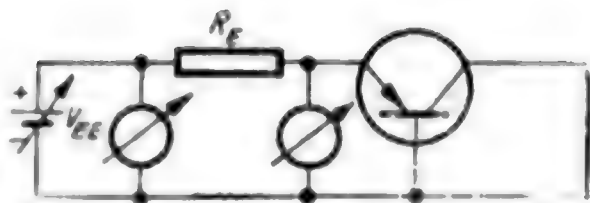


Fig. 5.10

5.4.3. Determinarea experimentală a parametrilor

● Curentul I_{ES} poate fi determinat cu schema din figura 5.19. Circuitul echivalent din figura 5.18, *b* pune în evidență faptul că se măsoară caracteristica diodei emitor-bază cu colectorul scurtcircuitat la bază. Dioda are ecuația

$$i_E = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5.87)$$

Nu măsurăm pe I_{ES} ca pe un curent de saturație, deoarece joncțiunea *pn* polarizată invers este afectată de fenomene neluate în considerare la deducerea legii exponențiale. Se aplică $V_{EB} \gg \frac{kT}{q}$ și se verifică așezarea punctelor experimentale pe o dreaptă în planul $\lg i_E - V_{EB}$.

Se obține prin extrapolare la curenți mici. Reamintim faptul că apar deviații de la teorie la curenți mici (recombinarea în regiunea de trecere, în special la tranzistoarele cu siliciu) și la curenți mari (efecte la nivele mari de injecție).

● Curentul I_{CS} se poate determina similar.

● Parametrul α_F se determină ca factor de amplificarea în curent la semnal mare:

$$\alpha_F = \frac{I_C - I_{CEO}}{I_E}; \quad I_{CEO} = I_C \Big|_{I_E=0}, \quad (5.88)$$

unde I_C și I_E se măsoară la o anumită tensiune V_{CE} . O determinare mai precisă se face astfel:

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1}, \quad \beta_F = \frac{I_C - I_{CEO}}{I_B}, \quad I_{CEO} = I \Big|_{I_E=0}. \quad (5.89)$$

● Factorul de amplificarea invers α_R are valori mult diferite de unitate, de pildă $\alpha_R = 0,5 \dots 0,9$ ($\beta_R = \alpha_R / (1 - \alpha_R) = 1 \dots 9$). Această diferență între α_R și α_F reflectă particularitățile construcției tranzistorului. Dacă luăm de pildă tranzistorul aliat cu *Gc* din figura 5.7, remarcăm aria mult mai mare a colectorului, ceea ce permite colectarea majorității gurilor injectate de emitor. Atunci cînd polarizarea este inversată, factorul de

transport al golurilor prin bază este considerabil mai mic (o bună parte din golurile injectate de colector se recombina pe suprafață, fără a mai contribui la curentul de emitor). Un alt exemplu este furnizat de *tranzistorul planar epitaxial* din figura 5.8. Procesul de fabricație (difuzii succesive în stratul epitaxial care inversează de fiecare dată tipul de conductibilitate) conduce la un colector mai slab dopat cu impurități decît baza. De aici o eficiență redusă a colectorului (funcționînd ca emitor).

5.4.4. Efectul rezistenței distribuite a bazei

Modelul Ebers-Moll permite incorporarea unui efect fizic neglijat pînă acum. Este vorba de faptul că tensiunea aplicată din exterior pe joncțiunii nu cade în întregime pe regiunea de sarcină spațială, așa cum s-a presupus în modelul unidimensional. O cădere de tensiune are loc datorită curgerii transversale a curentului de bază (pe o direcție perpendiculară pe fluxul principal de purtători în tranzistor). Această rezistență poate avea valori importante (de pildă de 50—100 Ω), deoarece baza este rezistivă și subțire. Trebuie reținut caracterul *distribuit* al acestei rezistențe (distanțele parcurse de electronii injectați prin contactul bazei sînt diferite). Se consideră că această rezistență apare între borna exterioară a bazei (notată cu B) și un punct interior „mediu” fictiv, B' . Circuitul echivalent din figura 5.17, de pildă, se consideră valabil pentru „tranzistorul intern” (conectat între bornele E , B' și C), iar schema se completează cu *rezistența distribuită a bazei*, $r_{bb'}$, ca în figura 5.20. Între tensiunile interne $v_{EB'}$ și $v_{CB'}$ și cele aplicate din exterior există relațiile

$$v_{EB} = v_{EB'} + r_{bb'} i_B; \quad (5.90)$$

$$v_{CB} = v_{CB'} + r_{bb'} i_B, \quad (5.91)$$

la care se adaugă ecuațiile tranzistorului intern (cu $v_{EB'}$ și $v_{CB'}$ în loc de v_{EB} și v_{CB}), precum și $i_E = i_B + i_C$.

5.4.5. Modelarea tranzistorului în diverse regiuni de lucru

Modelul Ebers-Moll este valabil pentru orice polaritate a tensiunilor aplicate din exterior. În cele ce urmează considerăm separat patru *regiuni de lucru* distincte, care se deosebesc prin polaritatea tensiunilor aplicate din exterior.

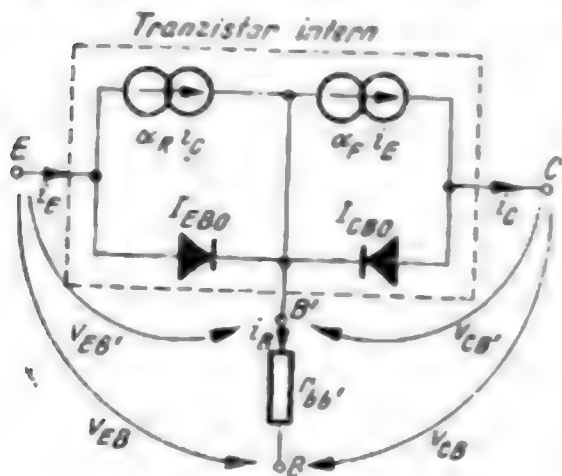


Fig. 5.20

Se mai vorbește și de *regiuni de lucru* făcînd referire la anumite zone ale caracteristicilor statice (a se vedea subcapitolul 3.5).

Pentru simplitate vom considera $r_{bb'} = 0$ (ne referim deci la tranzistorul intern).

● **Regimul de blocare (sau tăiere)** al unui tranzistor *pnp* este caracterizat de $v_{CB} < 0$, $v_{EB} < 0$ (ambele mari față de kT/q , în modul). Ne referim la modelul din figu-

ra 5.18, unde $i_E = -I_{CS}$ și $i_F = -I_{ES}$. Folosind relația (5.86) se ajunge la circuitul echivalent simplificat din figura 5.21, *a*.

○ De remarcat că

$$i_C = (1 - \alpha_R) I_{CS} = \frac{1 - \alpha_R}{1 - \alpha_F \alpha_R} I_{CS0} \approx I_{CS0} \quad (5.92)$$

deoarece $\alpha_F \leq 1$, în timp ce α_R diferă considerabil de unitate.

Pe de altă parte, în aceleași condiții

$$\begin{aligned} i_E &= (1 - \alpha_F) I_{ES} = \frac{(1 - \alpha_F) \alpha_F I_{CS}}{\alpha_R} = \\ &= \frac{\alpha_F (1 - \alpha_F)}{\alpha_R (1 - \alpha_R)} i_C \approx \\ &\approx (1 - \alpha_F) \frac{i_C}{\alpha_R (1 - \alpha_R)} \ll i_C \end{aligned} \quad (5.93)$$

(de exemplu, pentru $\alpha_F = 0,99$ și $\alpha_R = 0,5$ curentul de emitor va fi $i_E = 0,04 i_C \ll i_C$). Ca urmare, situația din figura 5.21, *a* corespunde cu o aproximație destul de bună definiției care s-a dat anterior blocării ($i_E = 0$ și $i_C = I_{CS0}$). Trebuie totuși să păstrăm o rezervă importantă asupra discuției de mai sus: factorii α nu sînt constanți. De pildă α_F scade foarte mult la curenți mici în tranzistoarele cu siliciu.

● **Regimul normal de lucru (regiunea activă normală)** este caracterizat de $v_{EB} > 0$ (joncțiunea emitor-bază deschisă) și $v_{CB} < 0$ (joncțiunea colector-bază blocată). Admitem $|v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}$. În figura 5.18, *b* dioda din dreapta este blocată și are $i_R = -I_{CS}$. Curentul de colector este $i_C = -\alpha_F i_F + I_{CS} = \alpha_F (i_E - \alpha_R I_{CS}) + I_{CS} = \alpha_F i_E + I_{CS}(1 - \alpha_F \alpha_R) = \alpha_F i_E + I_{CS0}$, de unde rezultă circuitul echivalent din figura 5.21, *b*. Dacă $v_{EB} \gg \frac{kT}{q}$,

se poate neglija contribuția generatorului de curent de la intrare la curentul de emitor. Tranzistorul cu colectorul blocat este modelat între emitor și bază cu o diodă ideală care este caracterizată de curentul de saturație I_{ES} .

● **Regimul inversat de lucru (regiunea activă inversă)** este caracterizată de $v_{EB} < 0$ și $v_{CB} > 0$ (tranzistor *pnp*). Se aplică raționamente similare pentru a găsi circuitul echivalent din figura 5.21, *c*.

● **Regimul de saturație** apare la $v_{EB} > 0$ și $v_{CB} < 0$. Nu sînt posibile simplificări ci trebuie lucrat cu modelul complet.

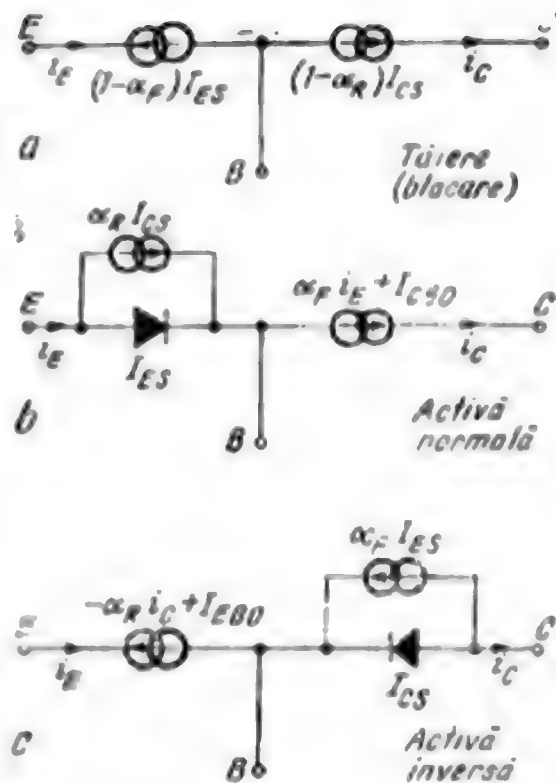


Fig. 5.21

5.4.6. Modelul Ebers-Moll pentru un tranzistor *npn*

Trecînd de la un tranzistor *pnp* la unul *npn*, vom aplica tensiuni de polaritate opusă și vom obține curenți de sens opus. Convenția de semn pentru curenți schimbă în mod automat sensul normal pozitiv atunci cînd

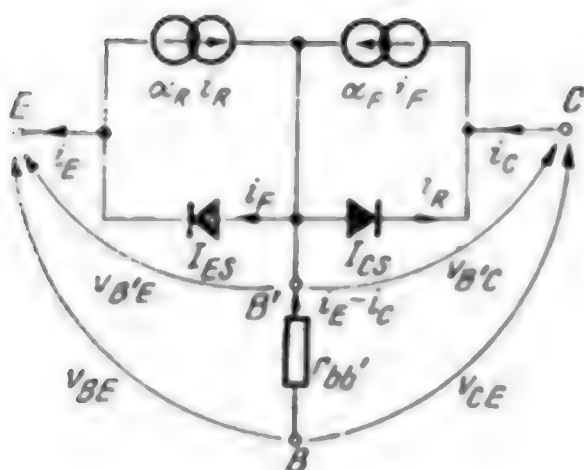


Fig. 5.22

se trece la tranzistorul *npn* (fig. 5.2). Pentru tensiuni vom ține seama că $v_{EB} \approx -v_{BE}$, $v_{CB} = -v_{BC}$. Ca urmare, modelul Ebers-Moll cu generatoare de curent comandate de curenții de la borne și rezistență distribuită a bazei arată ca în figura 5.22. Sint valabile relațiile

$$i_E = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - \alpha_R I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qv_{BC}}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (5.94)$$

$$i_C = \alpha_F I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{qv_{BC}}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (5.95)$$

$$v_{BE} = v_{BE'} + r_{bb'}(i_E - i_C); \quad (5.96)$$

$$v_{BC} = v_{BC'} + r_{bb'}(i_E - i_C). \quad (5.97)$$

5.5. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI BIPOLAR

5.5.1. Caracteristicile statice în conexiunea bază comună (BC)

● Mărimile electrice care caracterizează tranzistorul în conexiunea bază comună (BC) sînt exact cele ce apar în ecuațiile Ebers-Moll (5.83) și (5.84). De exemplu, (5.83) poate fi interpretată ca o ecuație $i_E = i_E(v_{EB})$ pentru $v_{CB} = \text{const.}$, care generează familia de caracteristici de intrare.

Caracteristica $v_{CB} = 0$ este o caracteristică de diodă

$$i_E = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right], \quad v_{CB} = 0. \quad (5.98)$$

Pentru $v_{CB} < 0$, $|v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}$ (de pildă pentru $v_{CB} < 0,1$ V) găsim (a se vedea și figura 5.21, b)

$$\begin{aligned} i_E &= I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] + \alpha_R I_{CS} = \\ &= I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - I_{ES}(1 - \alpha_F) \end{aligned} \quad (5.99)$$

și curba $i_E = i_E(v_{EB})$ nu mai depinde de v_{CB} , plasindu-se puțin mai sus (la curenți puțin mai mari) decît caracteristica pentru $v_{CB} = 0$.

De fapt I_{ES} depinde de v_{CB} prin intermediul lui W (efectul Early). Într-adevăr, comparând (5.66) cu (5.83), neglijând curentul de electroni al emitorului și admitând $W \ll L_p$, putem scrie:

$$I_{ES} \approx \frac{qD_p p_0}{W} A J. \quad (5.100)$$

Pentru $v_{EB} \gg kT/q$

$$\begin{aligned} i_E &\approx I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) = \\ &= \frac{qD_p p_0}{W} A J \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right). \end{aligned} \quad (5.101)$$

Evident, dependența lui i_E de v_{CB} este mult mai slabă decât de v_{EB} .

Inversarea polarității tensiunii pe colector, adică $v_{CB} > 0$, determină o deplasare în jos a caracteristicii (fig. 5.23), conform relației

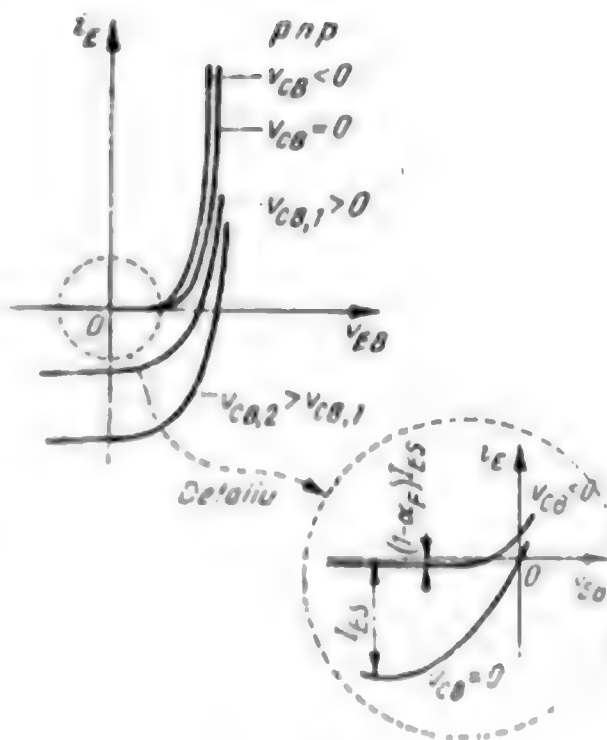


Fig. 5.23

$$i_E = i_E|_{v_{CB}=0} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.102)$$

sau circuitului echivalent din figura 5.18 b. Inversarea semnalului curentului de emitor poate fi explicată prin faptul că joncțiunea colector-bază polarizată direct, injectează în emitor un curent de goluri care curge în sens opus lui $i_E > 0$. Vom insista puțin asupra acestei situații.

Pentru simplitate vom considera un tranzistor p^+np^+ , adică un tranzistor care conduce în esență cu goluri, indiferent de polaritatea tensiunilor aplicate pe joncțiuni.

Vom presupune că cel puțin una dintre joncțiuni este deschisă și în bază există un exces de goluri minoritare. Dacă baza este suficient de subțire ($W \ll L_p$), atunci concentrația golurilor variază aproximativ linear.

În figura 5.24, b a este ilustrată situația în care golurile difuzează de la emitor la colector și $i_E \approx i_C \approx qD_p p_0(0) A J / W > 0$ (funcționare normală).

În figura 5.24 este ilustrată situația $i_E \approx i_C \approx -qD_p p_0(W) A J / W < 0$ (funcționare inversată: colectorul injectează goluri în bază și emitorul le colectează).

Dacă ambele joncțiuni sînt deschise, distribuția golurilor minoritare în bază capătă o formă trapezoidală. Pentru $p_0(0) > p_0(W)$ (fig. 5.24. c) curentul net de goluri curge de la emitor la colector și are expresia

$$i_p(0) \approx i_p(W) = \frac{qD_p A J}{W} [p_0(0) - p_0(W)] < 0. \quad (5.103)$$

El se obține prin superpoziția curentului injectat de emitor $\frac{qD_p A J p_0(0)}{W}$ cu cel injectat de colector în sens opus $\frac{-qD_p A J p_0(W)}{W}$. Figura 5.24. d arată cum se descompune sarcina

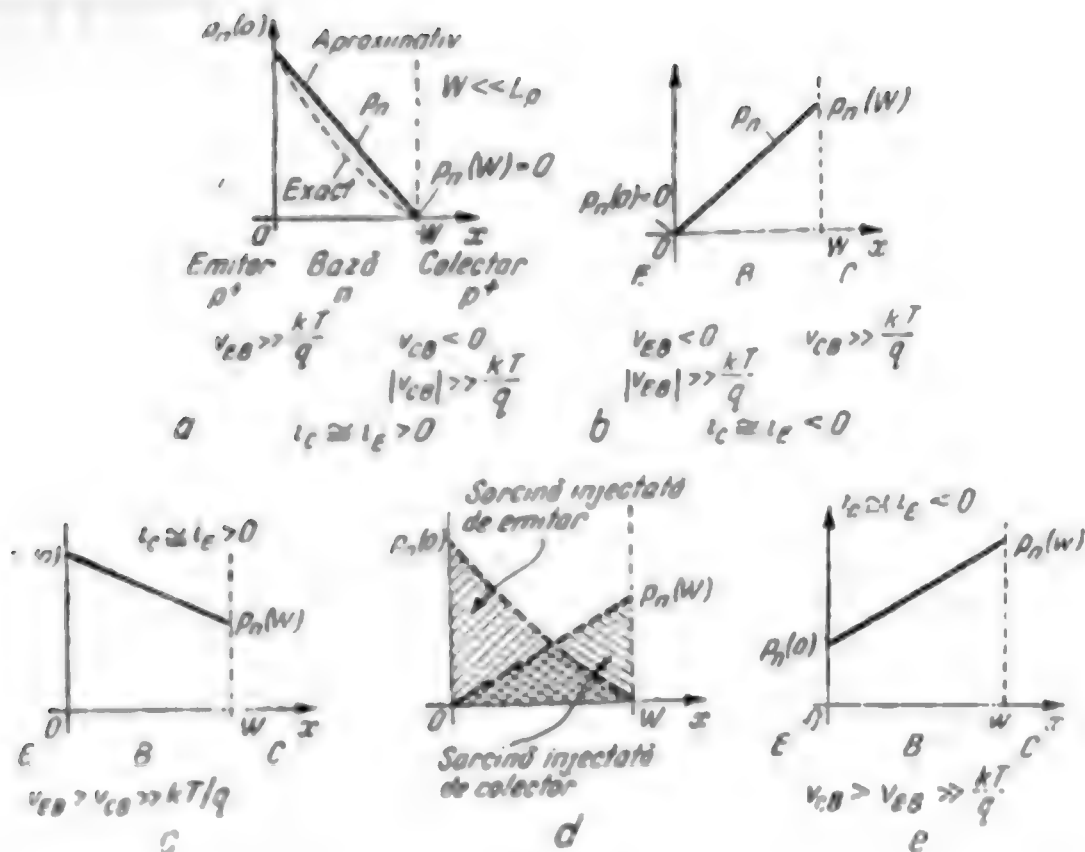


Fig. 5.24

totală de goluri injectate în bază în sarcină injectată de emitor și sarcină injectată de colector*.

Pentru $p_n(0) < p_n(W)$ curentul de goluri se scurge de la colector la emitor (fig. 5.24. e) și $i_C \approx i_E < 0$.

● O altă caracteristică este cea de transfer. Ea este dată de ecuația (5.84) care trebuie citită $i_C = i_C(v_{EB})$, pentru $v_{CB} = \text{const.}$ În funcționare normală ea diferă foarte puțin de caracteristica de intrare (5.101):

$$i_C \approx \alpha_F I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] + I_{CS} = \alpha_F I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) + I_{CS}(1 - \alpha_F) \approx \alpha_F I_{ES} \exp\frac{qv_{EB}}{kT}. \quad (5.104)$$

● Caracteristicile de ieșire pot fi reprezentate fie pentru $i_E = \text{const.}$, fie pentru $v_{EB} = \text{const.}$

În cazul $i_E = \text{const.}$ se folosește ecuația (5.80). Caracteristica $i_E = 0$ este

$$I_C = -I_{CBO} \left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.105)$$

și va fi reprezentată în planul $(i_C, -v_{CB})$, așa cum se arată în figura 5.25. Celelalte caracteristici, de pildă pentru $i_E = 1 \text{ mA}, 2 \text{ mA}, 3 \text{ mA}$ se obțin prin

* Proporționalitatea între sarcina injectată și curenți stă la baza așa-numitei metode a sarcinii de descriere a comportării tranzistorului (se va reveni).

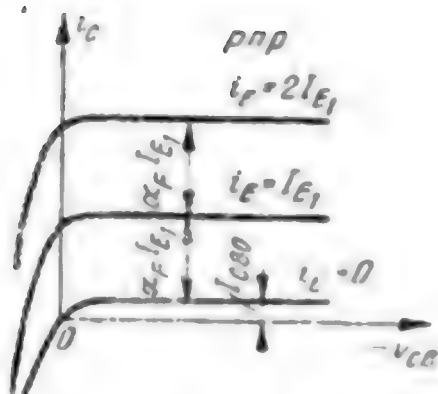


Fig. 5.25

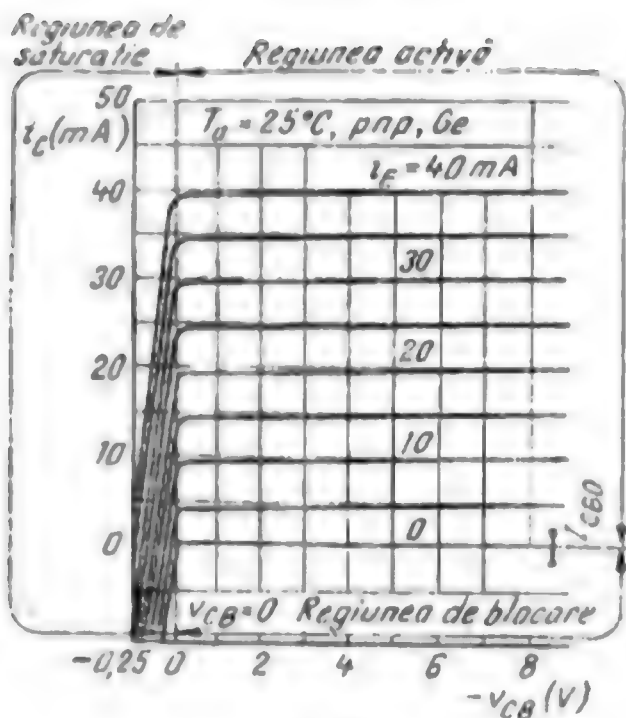


Fig. 5.26

translația curbei pe verticală pe distanțe egale (se presupune că α_F este independent de curent și de tensiunea de colector). Abaterile de la teorie sînt destul de reduse, deoarece variația lui α_F este slabă.

Regiunea activă normală corespunde cu aproximație cadranelui I în figura 5.25. Dacă definim *regiunea de saturatie* pentru $v_{EB} > 0$, $v_{CB} > 0$, atunci aceasta va fi în stînga axei verticale și a curbei $i_E = 0$. Sub curba $i_E = 0$ se găsește *regiunea de tăiere*. Limita dintre regiunea activă și cea de blocare este deci la $i_C = I_{CBO}$ (de regulă neglijabil față de curentul de lucru al tranzistorului). Această definiție a blocării corespunde figurii 5.21, a (a se vedea și formula (5.92)).

Figura 5.26 reprezintă caracteristici experimentale ale unui tranzistor *pnp* cu germaniu. Influența lui $v_{CB} < 0$ asupra caracteristicilor de ieșire (fig. 5.26) se explică prin efectul Early.

5.5.2. Caracteristicile statice în conexiunea emitor comun (EC)

- Prin scăderea ecuațiilor (5.83) și (5.84) se obține ecuația

$$i_s = i_E - i_C = (1 - \alpha_F) I_{ES} \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] + (1 - \alpha_E) I_{CS} \left[\exp\left(\frac{q}{kT} (v_{CE} + v_{EB})\right) - 1 \right], \quad (5.106)$$

care poate fi folosită pentru trasarea *caracteristicilor de intrare* $i_E = i_E(v_{EB})$ pentru $v_{CE} = \text{const}$. Caracteristica $v_{CE} = 0$ este de asemenea de tip diodă

$$i_s = [(1 - \alpha_F) I_{ES} + (1 - \alpha_E) I_{CS}] \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5.107)$$

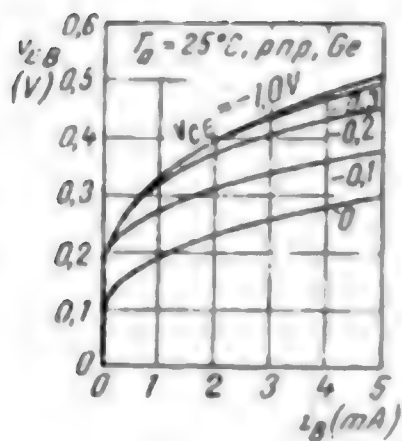


Fig. 5.27

bază crește pe măsura apropierea de emitor și extinderea stratului de sărăcire se face din ce în ce mai greu (Anexa 5.1)

● Caracteristica de transfer (fig. 5.2, a) $i_C = i_C(v_{EB})$ pentru $v_{CE} = \text{const}$ se obține direct din relația (5.84):

$$i_C = \alpha_F I_{ES} \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{q}{kT}(v_{CE} + v_{EB})\right) - 1 \right]. \quad (5.108)$$

Dacă v_{CE} este suficient de negativ și $v_{EB} \gg kT/q$, atunci:

$$i_C \approx \alpha_F I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right), \quad (5.109)$$

deci se reobține caracteristica (5.144), ceea ce este de altfel perfect normal

○ **Notă.** Forma exponențială a caracteristicii de transfer a tranzistorului (regiunea activă) trebuie reținută deoarece ea este folosită ca atare în studiul comportării neliniare a tranzistoarelor în unele circuite electronice

● Caracteristicile de ieșire (fig. 5.28, b) cele mai folosite sînt $i_C = i_C(-v_{CE})$ pentru $i_B = \text{const}$. Înlocuind $i_E = i_C + i_B$ în relația (5.80) găsim

$$i_C = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} i_B - \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_F} \left[\exp\left(\frac{q}{kT}(v_{CE} + v_{EB})\right) - 1 \right] \quad (5.110)$$

sau

$$i_C = \beta_F i_B + (\beta_F + 1) I_{CBO} \left[\exp\left(\frac{q}{kT}(v_{CE} + v_{EB})\right) - 1 \right], \quad (5.111)$$

unde $\beta_F = \alpha_F / (1 - \alpha_F)$. Relația (5.111) conține în plus față de funcția căutată pe v_{EB} . Această mărime ar putea fi în principiu eliminată folosind o ecuație independentă de cele de mai sus (și anume 5.82). Rezultatele ar fi însă dificil de interpretat. Profităm însă de faptul că în regiunea activă normală și în saturație $v_{EB} \approx \text{const} > 0$. De pildă, deoarece $-v_{CE} = -v_{CB} + v_{EB}$, regiunea de saturație corespunzătoare variației rapide a lui i_C se va deplasa spre dreapta și se va situa la dreapta axei $v_{CE} = 0$ ($v_{CB} < 0$, $i_C > 0$, figura 5.28 b). Pentru $v_{CB} = v_{CE} + v_{EB} < 0,1V$ ecuația (5.111) devine:

$$i_C \approx \beta_F i_B + (\beta_F + 1) I_{CBO} = \beta_F I_B + I_{CEO}. \quad (5.112)$$

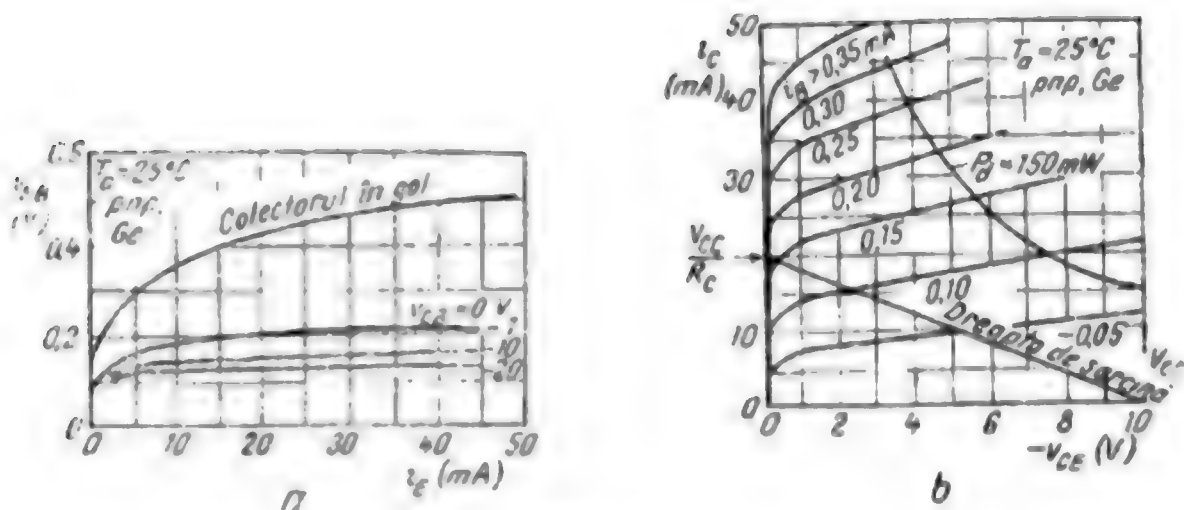


Fig. 5.28

Caracteristica $i_b = 0$ nu este limita regiunii de tăiere. Pentru a bloca tranzistorul este necesar să blocăm jonțiunea emitor-bază.

Curbele $i_b = \text{const}$ nu sînt orizontale în planul $i_c - v_{CE}$, așa cum rezultă din relația (5.112), deoarece β_F depinde de $|W|$ printr-o relație de tipul (5.51). Într-adevăr, în plaja de curenți de lucru $v_{EB} \approx \text{const}$, deci $|v_{CE}|$ crește înseamnă $|v_{CB}|$ crește, W scade și β_F crește (deci i_c crește cu $|v_{CE}|$ la $i_b = \text{const}$). Această inclinare a caracteristicilor este ilustrată de figura 5.28 b (tot tranzistor pnp cu germaniu).

O altă diferență care apare față de caracteristicile teoretice calculate cu ecuațiile Ebers-Moll este modificarea distanței dintre curbele $i_b = \text{const}$. Acest lucru se explică prin dependența lui β_F de curentul de lucru. De pildă, apropierea mai mare a curbelor în zona curenților mari poate fi explicată prin scăderea lui β_F cu creșterea nivelului de injecție.

5.5.3 Polarizarea tranzistorului într-un punct dat de funcționare, în regiunea activă normală

Dispersia parametrilor tranzistorului de la un exemplar la altul face ca să nu se poată pune bază pe caracteristicile acestuia (cele date în catalog trebuie considerate tipice). Situația este deosebit de dramatică pentru tranzistorul în conexiunea EC. Aici dispozitivul polarizat în regiunea activă normală poate fi caracterizat cu aproximație de parametrii v_{EB} , β_F și I_{CBO} (paragraful 5.2.4). Dispersia lui v_{EB} este puțin importantă, ale lui I_{CBO} și β_F sînt însă foarte mari. În circuitul elementar de polarizare din figura 5.12, punctul de funcționare depinde puternic de valoarea lui β_F , valoare care este nesigură.

Punctul static de funcționare se va găsi la intersecția caracteristicii $i_b = I_b = \text{const}$, unde

$$I_b = \frac{V_{BB} - V_{EB}}{R_b}, \quad (5.113)$$

cu linia (5.46) (reprezentată și pe figura 5.28) care se numește *dreaptă de sarcină statică*. Pentru alt β_F caracteristica $i_b = I_b = \text{const}$ are altă poziție și punctul static de funcționare se schimbă.

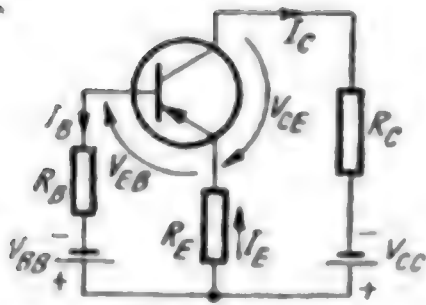


Fig. 5.29

Dacă presupunem dreapta de sarcină dată (V_{CC} și R_C bine precizate), atunci fixarea (printr-o tehnică oarecare) a valorii curentului înseamnă „imobilizarea” punctului de funcționare într-o poziție bine determinată.

● **Circuit de polarizare cu rezistență în emitor.** În analiza care urmează vom presupune pentru simplitate că $I_{CBO} \approx 0$. Atunci $i_C \approx \beta_F i_B$ și $i_E \approx (\beta_F + 1) i_B$. Vom considera schema din figura 5.29, care diferă de cea din figura 5.12 prin apariția unei rezistențe

în emitor. Această rezistență introduce o *reacție negativă* al cărei efect poate fi ușor înțeles astfel. O tendință de mărire a lui i_B prin mărirea lui β_F este parțial contracarată de creșterea căderii de tensiune pe rezistența R_E , deoarece scade tensiunea efectiv disponibilă pentru polarizarea bazei prin rezistența R_B . Aplicind teorema a II-a a lui Kirchhoff pe ochiul care cuprinde joncțiunea emitor-bază, putem scrie

$$V_{BE} = V_{BE} + R_B I_B + R_E I_E = V_{BE} + [R_B + (\beta_F + 1) R_E] I_B \quad (5.114)$$

și

$$I_C = \beta_F I_B = \frac{\beta_F (V_{BE} - V_{BE})}{R_B + (\beta_F + 1) R_E} \quad (5.115)$$

Să observăm aici că I_C , curentul de colector al tranzistorului presupus a funcționa în regiunea activă normală, este independent de polarizarea colectorului. Acest lucru trebuie avut în vedere în analiza schemelor mai complicate: se face un calcul din aproape în aproape, plecând—dacă este posibil—de la un ochi care conține o singură joncțiune emitor-bază, de aici se află I_B sau I_E , iar I_C rezultă imediat.

Din punct de vedere matematic, i_C din (5.115) devine independent de β_F dacă $\beta_F \rightarrow \infty$. Practic, cu $\beta_F \gg 1$ obținem $I_C \approx$ independent de β_F pentru

$$(\beta_F + 1) R_E \gg R_B. \quad (5.116)$$

Revenind la ecuația (5.114) constatăm că inegalitatea de mai sus revine în fond la neglijarea căderii de tensiune pe rezistența R_B . La limită, am putea pune $R_B = 0$ în circuitul din figura 5.29. De fapt în acest caz se fixează un curent de emitor constant

$$I_E = \frac{V_{BE} - V_{BE}}{R_E} \quad (5.117)$$

și rezultă $I_C = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1} I_E \approx \text{const.}$ independent de β_F . Dar această polarizare particulară ($R_B = 0$) nu convine deoarece semnalul care se aplică de obicei în bază față de punctul comun al celor două baterii ar fi scurtcircuitat de către bateria V_{BE} .

Schemele practice folosesc o singură sursă de alimentare pentru polarizarea colectorului și a bazei. În varianta din figura 5.30 $V_{BE} = V_{CC}$. Dimensionarea rezistenței R_B ne conduce la valori mari, care nu satisfac de regulă condiția (5.116). O soluție mai bună este schema cu divizor pe bază din fi-

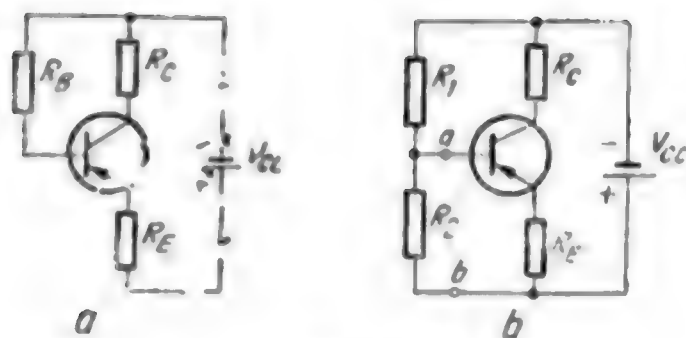


Fig. 5.30

Fig. 5.30, b. Aplicind teorema Thévenin la stînga punctelor a și b obținem echivalarea cu figura 5.29, unde

$$V_{BB} = \frac{R_2 V_{CC}}{R_1 + R_2}; \quad R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (5.118)$$

Rezistențele R_1 , R_2 pot fi alese de valoare suficient de mică pentru ca R_B să satisfacă condiția (5.116).

● În schemele electronice apar frecvent **generatoare de curent continuu folosite pentru polarizarea tranzistoarelor**. Ele sînt construite la rîndul lor cu unul sau mai multe dispozitive electronice.

O schemă simplă de generator de curent este cea de *tranzistor cu rezistență în emitor și divizor de polarizare a bazei*, reprezentată în figura 5.31, a. Rezistențele din bază pot fi alese mici și atunci potențialul bazei față de masă este practic constant și egal cu V_{BB} (schema echivalentă în figura 5.31, b). Curentul generat de circuit (în colectorul tranzistorului) este atunci

$$I_0 = I_C \cong I_E = \frac{V_{BB} - V_{EB}}{R_E} \quad (5.119)$$

Tranzistorul funcționează normal dacă potențialul colectorului față de masă, fie el V_0 , nu scade sub V_{BB} (trebuie evitată intrarea tranzistorului în saturație). Desigur,

$$V_{0, \max} \cong R_E I_0 + (V_{CE})_{\max} \quad (5.120)$$

este limitat de tensiunea maximă ce se poate aplica tranzistorului (a se vedea mai departe). Caracteristica aproximativă a sursei de curent este reprezentată în figura 5.31, c.

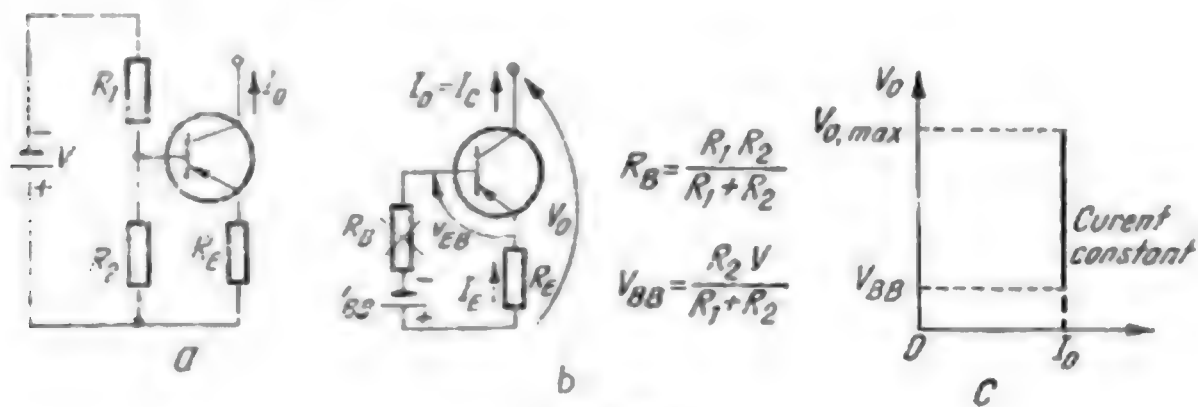


Fig. 5.31

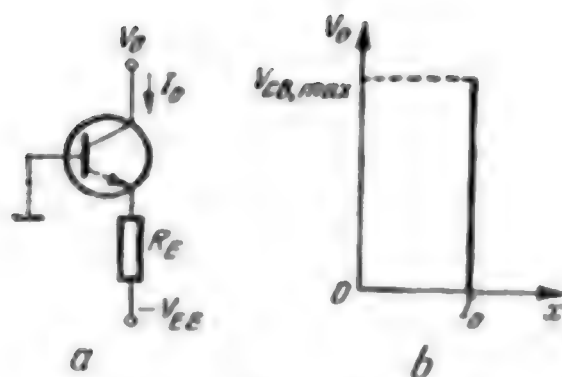


Fig. 5.32

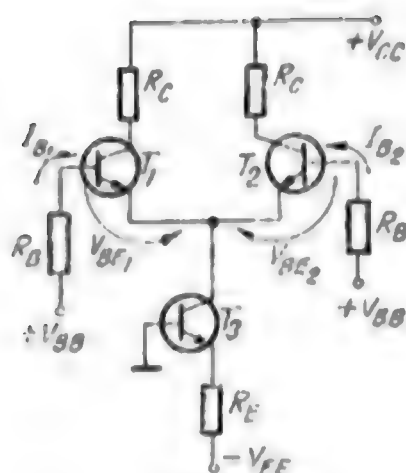


Fig. 5.33

O schemă simplă de generator de curent poate fi realizată dacă îi spunem de încă o sursă de tensiune, de polaritate diferită. În figura 5.32, a este reprezentată o sursă de curent având caracteristica „de ieșire” din figura 5.32, b. În figura 5.33 se arată cum este folosită pentru polarizarea unui circuit cu două tranzistoare care au emitorul comun (amplificator diferențial, la care au s-au reprezentat bornele de aplicare și culegere a semnalului). Dacă tranzistoarele T_1 și T_2 sînt perfect identice, atunci curentul dat de sursa realizată cu T_3 ar trebui să se distribuie egal între cele două tranzistoare chiar atunci cînd $R_B = 0$. Totuși există mici diferențe între caracteristici și atunci $V_{BE1} = V_{BE2}$ nu poate duce la I_{C1} mult diferit de I_{C2} (ilustrare în figura 5.34), deci o distribuție inegală a curenților. Adăugînd însă rezistențe R_B egale în cele două baze (fig. 5.33) rezultă

$$R_B I_{B1} + V_{BE1} = R_B I_{B2} + V_{BE2} \quad (5.121)$$

și asigurăm $I_{B1} \approx I_{B2}$ astfel încît $I_{C1}/I_{C2} = \beta_{F1}/\beta_{F2}$.

○ **Notă.** Dacă cele două tranzistoare nu au fost alese cu un β_F suficient de apropiat, atunci se poate folosi un reglaj al uncia dintre rezistențele de bază pentru a egala curenții prin cele două tranzistoare.

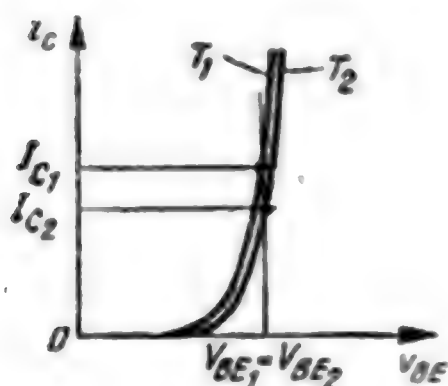


Fig. 5.34

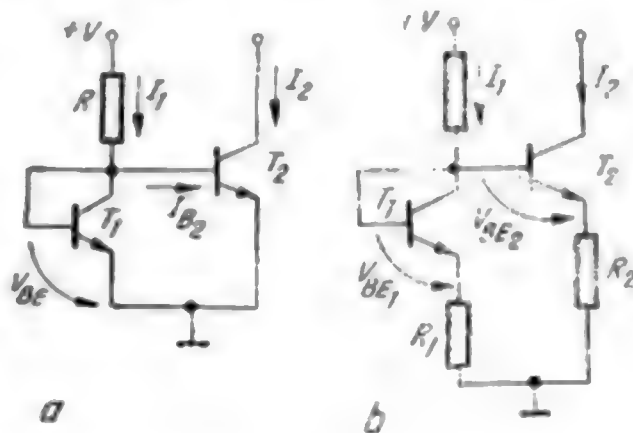


Fig. 5.35

• De regulă nu se folosesc baterii, ci surse electronice de tensiune stabilizată (tratate și ele în această lucrare).

Generator de curent în circuitele integrate. Din fericire, în circuitele integrate tranzistoarele din aceeași schemă (care sînt „vecine” și fizic, în cristalul semiconductor) pot fi realizate cu caracteristici foarte apropiate. „Împerecherea” tranzistoarelor se realizează astfel constructiv și nu prin sortare. Proprietatea amintită se utilizează în sursa de curent din figura 5.35 a, unde T_1 este folosit ca diodă (colectorul scurtcircuitat la bază). Cele două joncțiuni bază-emitor sînt în paralel și tranzistorul T_2 „copiază” curentul de emitor al lui T_1 , care este aproximativ egal cu curentul I_1 prin rezistența R

$$I_1 = \frac{V - V_{BE}}{R} \cong \frac{V}{R} \quad (5.122)$$

și în final $I_2 \cong I_{E2} = I_1 - I_{B2} \cong I_1 \cong V/R$. Schema din figura 5.35, a o înlocuiește pe cea din figura 5.31, a.

O schemă mai evoluată de sursă de curent este cea din figura 5.31, a. Ea poate fi studiată riguros cu modelul Ebers-Moll și circuitele echivalente corespunzătoare. O tratare simplificată este următoarea:

$$\begin{aligned} I_E \cong I_C &\cong I_{E2} \cong I_{E2} \exp\left(\frac{qV_{BE2}}{kT}\right); \\ I_1 &\cong I_{E1} = I_{E2} \exp\left(\frac{qV_{BE1}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (5.123)$$

și

$$V_{BE1} - V_{BE2} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right). \quad (5.124)$$

Combinînd această relație cu

$$V_{BE1} + R_1 I_1 \cong V_{BE2} + R_2 I_2 \quad (5.125)$$

obținem

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_1}{R_2} + \frac{1}{R_2 I_1} \cdot \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \quad (5.126)$$

și pentru curenți I_1 suficient de mari (de pildă, peste 1 mA) obținem

$$I_2 \cong \frac{R_1}{R_2} I_1, \quad (5.127)$$

unde

$$I_1 = \frac{V - V_{BE1}}{R + R_1}. \quad (5.128)$$

○ **Particularizări.** 1) Dacă este necesară o sursă de curent foarte mic, atunci se poate lua $R_1 = 0$ în circuitul din figura 5.35, b.

Să remarcăm că $R_1 = R_2 = 0$ ne conduce la cazul particular al sursei din figura 5.31, a (unde $I_2 \cong I_1$).

2) Pentru a obține $I_2 = kI_1$, unde k este o constantă, este suficient să folosim tot schema din figura 5.35, a dar cu tranzistoare de arii diferite, A_1 și A_2 . Atunci

$$I_2 = \frac{A_2}{A_1} I_1 = \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{V - V_{BE}}{R} \right). \quad (5.129)$$

Discuția de mai sus reprezintă o bună ilustrare a utilizării caracteristicilor electrice ale tranzistorului bipolar și, implicit, o ilustrare a aplicării modelelor dezvoltate pentru acest dispozitiv.

5.5.4. Tranzistorul în scheme de comutație; limitări la tensiuni mici

O altă utilizare a tranzistorului este pe post de *comutator*. În circuitul din figura 5.36 el comută curentul prin rezistența R_C : dacă tranzistorul este blocat, nu curge un curent important; dacă tranzistorul este deschis, atunci prin R_C trece curentul de colector.

O primă problemă este aceea a *controlului stării tranzistorului* și implicit al lui i_C . Controlul se poate face prin v_{BE} sau i_B . Atunci când joncțiunea bază-emitor este deschisă, mijlocul cel mai eficient de control este cel în curent (i_B este limitat de o rezistență serie din circuit).

O a doua problemă este cea a *reproductibilității curentului i_C* . Acesta este $i_C \cong \beta_F i_B$ în regiunea activă normală, unde β_F este afectat de dispersie. Dar i_C este mult mai reproductibil (și are și valoarea maximă) dacă tranzistorul este saturat. Atunci

$$I_C = I_{C, sat} = \frac{V_{CC} - V_{CE, sat}}{R_C}. \quad (5.130)$$

Tranzistorul — comutator va lucra de regulă în următoarele două stări: fie în blocare (comutator deschis, nu curge curentul), fie în saturație (comutator închis). Așa cum se va arăta mai departe, funcționarea lui în regim de comutație nu este perfectă din următoarele motive:

- tranzistorul deschis are o cădere de tensiune la borne, $V_{CE, sat}$, și disipă putere;

- la curent de colector zero tensiunea pe dispozitiv nu este nulă;

- curentul zero la intrare nu anulează curentul principal prin dispozitiv.

Valoarea exactă a lui $V_{CE, sat}$ poate fi importantă (de pildă în circuitele integrate digitale, acolo unde V_{CE} poate comanda joncțiunea unui alt tranzistor). Vom calcula mai departe valoarea lui V_{CE} cu ajutorul modelului Ebers-Moll. De această dată vom exprima tensiunea în funcție de curenți, $V_{CE} = V_{CE}(I_B, I_C)$. Faptul că I_B și (atunci când tranzistorul este saturat) I_C sînt într-o primă aproximație determinați de circuit se înțelege cu referire la cele de mai sus.

Explicitind tensiunile în funcție de curenți din relațiile (5.80) și (5.82), găsim (tranzistor *npn*)

$$V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \left| \frac{\frac{\alpha_F}{\alpha_R} \cdot \frac{I_B + (1 - \alpha_R)I_C + I_{EBO}}{\alpha_R I_B - (1 - \alpha_F)I_C + I_{CBO}} \right|. \quad (5.131)$$

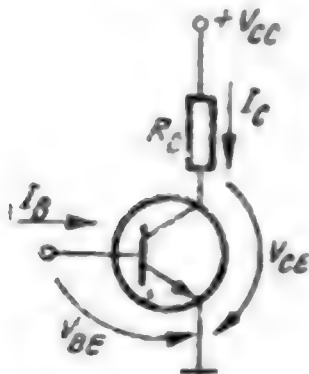


Fig. 5.35

Să presupunem că $I_C = \text{dat}$ și I_B variază. Se verifică imediat că V_{CE} scade monoton cu creșterea lui I_B . Se găsește

$$\lim_{I_B \rightarrow \infty} V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_R} > 0. \quad (5.132)$$

Se constată apoi că expresia are sens numai pentru

$$I_C \leq \beta_F I_B + (\beta_F + 1) I_{CBO}. \quad (5.133)$$

cazul limită al egalității corespunzând funcționării în regiunea activă normală. Această situație se obține pentru $V_{CE} \rightarrow \infty$ în relația (5.131) și, într-adevăr, curentul i_C crește asimptotic cu tensiunea pe caracteristica $i_B = I_B = \text{const.}$ Definind limita intrării în saturație (saturație incipientă) prin $v_{CE} = 0$, se poate scrie $I_C = \beta_F I_B$. Dacă $I_C = I_{C, \text{sat}}$ (făcăm abstracție pentru moment că acesta depinde puțin de dispozitiv — relația (5.130)), atunci curentul de bază necesar pentru a aduce tranzistorul la limita de saturație este*

$$I_{B, \text{sat}} = \frac{I_{C, \text{sat}}}{\beta_F}. \quad (5.134)$$

Vom obține acum din relația (5.131) expresia lui $V_{CE, \text{sat}}$ neglijând curenții reziduali (mici față de I_B și I_C) și presupunând că $I_C = I_{C, \text{sat}}$ este dat de circuit. Avem

$$V_{CE, \text{sat}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{1 + \frac{\beta_F}{\beta_R} \cdot \frac{I_{B, \text{sat}}}{I_B}}{1 - \frac{I_{C, \text{sat}}}{I_B}} \right). \quad (5.135)$$

Figura 5.37 arată zona de la tensiuni mici a caracteristicilor statice și modul cum scade tensiunea pe tranzistorul saturat cu creșterea curentului de comandă I_B . Se observă cum curentul de colector este fixat practic de dreapta de sarcină (deci de circuit).

O proprietate interesantă prezisă de teorie este aceea a concurenței tuturor curbilor $i_B = \text{const.}$ în același punct al planului $i_C - v_{CE}$.

Punind condiția ca V_{CE} dat de relația (5.131) să fie independent de I_B , obținem

$$\frac{1}{\alpha_F} = \frac{(1 - \alpha_R) I_C + I_{CBO}}{-(1 - \alpha_F) I_C + I_{CBO}}, \quad (5.136)$$

ceea ce duce la

$$I_C = \frac{1 - \alpha_R}{1 - \alpha_F \alpha_R} I_{CBO} = I_{CI} \quad (5.137)$$

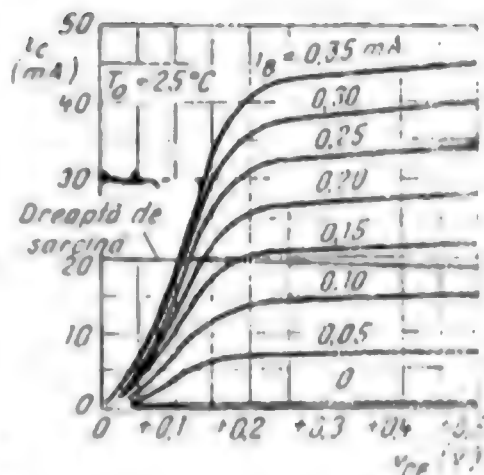


Fig. 5.37

* Căștigul de curent în curent continuu $k_{FF} = I_C/I_B$ poate fi folosit în locul lui β_F pentru a aprecia dacă tranzistorul este sau nu saturat.

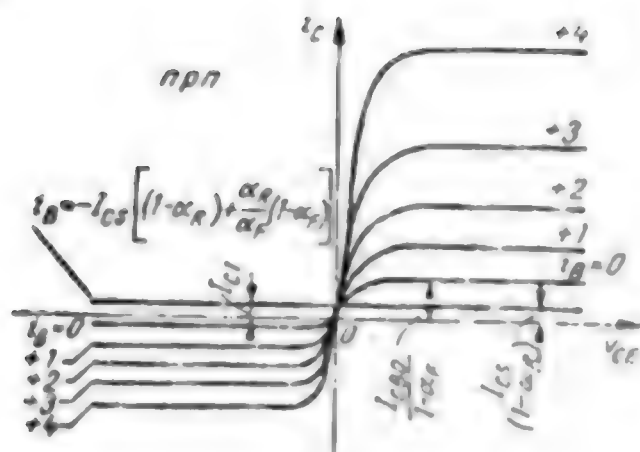


Fig. 5.38

Figura 5.38 ilustrează aspectul caracteristicilor în jurul originii. În cadrul-
nii III apar caracteristicile corespunzătoare funcționării în regiunea activă
inversă ($\alpha_R < \alpha_F$). Concordanța cu teoria este mai slabă pentru tranzistoare-
le cu siliciu, deoarece eficiența emitorului scade la curenți mici (factorul
de amplificare nu mai poate fi considerat o constantă).

și

$$V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{1}{\alpha_R} \right) = V_{CE1} > 0 \quad (5.138)$$

Punctul de concurență (I_{C1} , V_{CE1}) se află foarte aproape de
axa orizontală deoarece I_{C1} este
foarte mic. Tensiunea V_{CE1} se
mai numește și tensiune de de-
calaj (de offset) deoarece carac-
teristicile $i_B = \text{const.}$ nu trec
prin origină, ci printr-un punct
deplasat cu V_{CE1} la dreapta.

5.5.5. Tensiuni tipice pe joncțiunile tranzistorului

Figurile 5.39, a și b arată caracteristica de transfer $i_C = i_C(v_{BE})$
pentru tranzistorul npn cu germaniu, respectiv cu siliciu. Parcurgînd aceste
curbe de la stînga la dreapta trecem succesiv prin blocare, funcționare
normală, saturație. Valorile tipice ale tensiunii sînt indicate în tabelul 5.1.

● Tensiunea de blocare se deduce din ecuațiile Ebers-Moll considerînd
 $i_B = 0$ și $I_C = I_{CBO}$. Găsim

$$V_{BE} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 - \alpha_R \frac{I_{CBO}}{I_{RBO}} \right) = \frac{kT}{q} \ln (1 - \alpha_F). \quad (5.139)$$

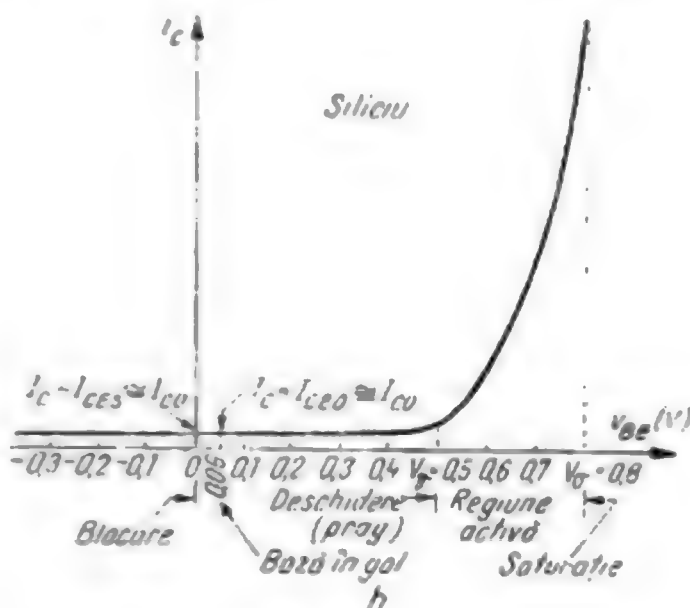
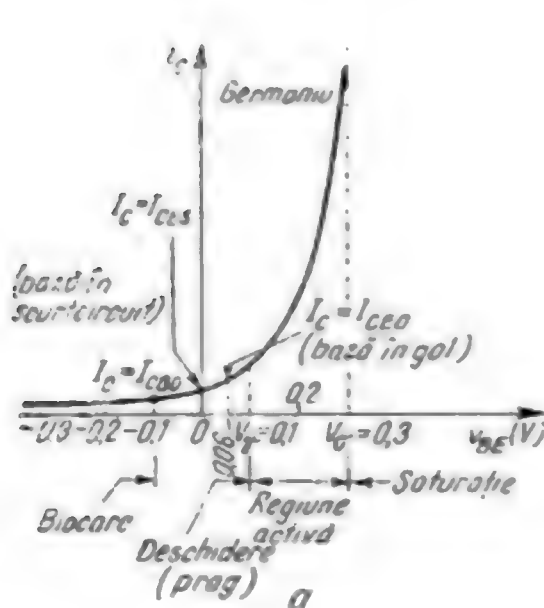


Fig. 5.39

Valori tipice ale tensiunilor pe joncțiunile tranzistorului $n-p-n$ (25°C)

Tensiuni (volt)	$V_{CE, sat}$	$V_{BE, sat} = V_\phi$	V_{BE} , regiunea activă	V_{BE} , deschidere (V_γ)	V_{BE} , tăiere
Si	0,2	0,8	0,7	0,5	0,0
Ge	0,1	0,3	0,2	0,1	-0,1

○ Notă: pentru tranzistoarele pnp se schimbă semnul.

Luind $kT/q = 0,026$ V (temperatura camerei) și $\alpha_F = 0,99$, găsim $V_{BE} = -120$ mV. Totuși în zona curenților foarte mici α_F are valori mai mici. Cu $\alpha_F = 0,9$ pentru un tranzistor cu germaniu găsim $V_{BE} = -60$ mV. Apreciind $\alpha_F \approx 0$ pentru siliciu (efect foarte pronunțat al generării în regiunea de sarcină spațială cu degradarea catastrofală a eficienței emitorului), găsim $V_{BE} \approx \frac{kT}{q} \ln 1 = 0$ V. Coborîrea tensiunii pe bază sub această valoare reduce și mai mult pe I_C , dar scăderea este neesențială.

Admitem blocarea „adîncă” a ambelor joncțiuni. Atunci este valabil circuitul echivalent din figura 5.21, a (transpus însă pentru tranzistor $n-p-n$).

Pentru germaniu, considerînd $\alpha_F \approx 1$, rezultă $I_C \approx I_{CBO}$, $I_E \approx 0$. Cu $\alpha_F \approx 0,9$ și $\alpha_R = 0,5$, găsim $I_C = 0,91 I_{CBO}$ și $I_E = -0,18 I_{CBO}$. În cazul tranzistoarelor cu Si, apreciînd $\alpha_F \approx 0$, $\alpha_R \approx 0$, găsim $I_C \approx I_{CBO}$, $I_E \approx -I_{CBO}$.

● Un alt punct important al caracteristicilor din figura 5.39 este $V_{BE} = 0$ (baza în scurtcircuit cu emitorul).

Pentru germaniu, cu $\alpha_F = 0,9$ și $\alpha_R = 0,5$ rezultă $I_C \approx 1,8 I_{CBO}$ și $I_E = 0,91 I_{CBO}$. Pentru siliciu, cu $\alpha_F \approx 0$, $\alpha_R \approx 0$ găsim $I_C \approx I_{CBO}$, $I_E \approx 0$ (sintem în limita de blocare).

Cu bază în gol ($I_B = 0$), avem $I_E = I_C = I_{CEO} = (\beta_F + 1)I_{CBO} = I_{CBO}/(1 - \alpha_F)$.

$$V_{BE} = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{\alpha_F(1 - \alpha_R)}{\alpha_R(1 - \alpha_F)} \right]. \quad (5.140)$$

Reluînd aceleași valori orientative ale parametrilor, găsim pentru germaniu ($\alpha_F = 0,9$; $\alpha_R = 0,5$) $V_{BE} = 60$ mV și pentru siliciu ($\alpha_F \approx 10\alpha_R$ și $\alpha_F, \alpha_R \ll 1$) $V_{BE} \approx \frac{kT}{q} \ln 11 = +64$ mV. Deci atunci cînd baza este în gol, joncțiunea bază-emitor este ușor polarizată direct.

● Tensiunea de deschidere ($V_{BE} = V_\gamma$), denumită și tensiune prag, trebuie definită arbitrar; ea va corespunde unei fracțiuni date (de pildă 1%) din curentul de lucru sau din curentul maxim. Se poate calcula $V_{BE, sat} = V_\phi$. Această tensiune este afectată de căderea de tensiune pe r_W . Desigur, r_W nu are efect asupra lui $V_{CE, sat}$. Notăm faptul că tranzistoarele cu siliciu în construcție planar-epitaxială (fig. 5.8) au o rezistență serie de colector, r_{sc} , de valoare importantă. Căderea de tensiune suplimentară care rezultă (de exemplu 0,1 V pentru $r_{sc} = 5\Omega$ și $i_C = 20$ mA) trebuie adăugată la cea calculată cu formula (5.135).

5.5.6. Multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului

Caracteristicile electrice ale tranzistoarelor sînt afectate de fenomenul de multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină. Acest fenomen este provocat de câmpul electric intens din regiunea de sarcină spațială. Tensiunile mari se aplică de regulă pe joncțiunea colectorului și aici apare multiplicarea.

Modelul fenomenului a fost prezentat în paragraful 3.3.5. Purtătorii injectați în regiunea de sarcină spațială creează perechi electron-gol (ionizare prin șoc), determinînd *multiplicarea* curentului inițial cu factorul

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{|v_{CB}|}{V_a} \right)^n}, \quad (5.141)$$

unde V_a este tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului ($M \rightarrow \infty$ pentru $|V_{CB}| \rightarrow V_a$), iar n este un coeficient determinat experimental.

● Atunci cînd tranzistorul lucrează în conexiune bază comună, curentul de colector pentru $i_E = \text{const}$ se multiplică de M ori

$$i_C = M(\alpha_F i_E + I_{CBO}), \quad (5.142)$$

iar pentru $|v_{CB}| = V_a$ curentul i_C crește abrupt, fără o limită aparentă (fig. 5.40). Apare deci fenomenul de *străpungere* prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea colectorului. Tensiunea de străpungere este aceeași, independent de curentul de emitor injectat în tranzistor.

Un detaliu al acestei comportări este important: este suficientă o mică creștere a lui M este valoarea 1 pentru ca i_C să depășească valoarea lui i_E și curentul de bază $i_B = i_E - i_C$ devine negativ. Aceasta se petrece la tensiuni sensibile mai mici decît V_a (fig. 5.40). Schimbarea semnului curentului de bază se explică astfel: Golurile și electronii generați la joncțiunea colectorului prin fenomenul de multiplicare în avalanșă trebuie evacuați. Purtătorii de tipul celor majoritari în colector sînt împinși în regiunea colectorului și contribuie la i_C . Purtătorii de tip opus părăsesc în bază și susțin recombinarea purtătorilor minoritari injectați de emitor astfel încît curentul de bază se reduce. Dacă M crește mult, atunci procesul de multiplicare produce mai mulți purtători majoritari în bază decît cei necesari pentru alimentarea recombinării (atît în bază, cît și în emitor), astfel încît surplusul trebuie evacuat prin contactul de bază și i_B își schimbă semnul ($i_B < 0$).

() Trebuie remarcat faptul că *multiplicarea nu afectează decît joncțiunea colectorului* (i_E rămîne același).

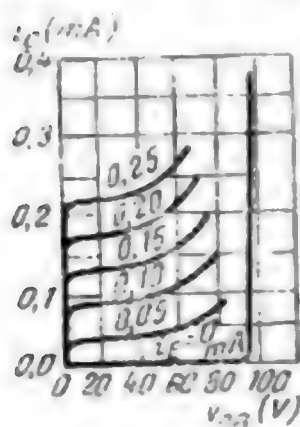


Fig. 5.40

● Atunci cînd tranzistorul lucrează în conexiune emitor comun, cu $i_B = \text{const}$, fenomenele devin mai complicate. Deoarece $v_{CE} = v_{CB} + v_{BE} \cong v_{CB}$, rezultă $M \rightarrow \infty$ cu aproximație pentru $|v_{CE}| \rightarrow V_a$. Totuși, nu este necesar să se ajungă la străpungere ($M \rightarrow \infty$) pentru ca să se producă modificări mari ale caracteristicilor. Motivul este acela că forțînd menținerea la o valoare constantă a lui i_B nu mai permitem evacuarea purtătorilor majoritari în bază, purtători care provin din fenomenul de multiplicare. Cu alte cuvinte, atunci cînd $i_B = \text{const}$, creșterea lui i_C trebuie să se facă pe seama lui i_E . Dar creșterea lui i_E

duce la creșterea suplimentară a lui i_c și numărul de purtători generați crește, crește i_F etc. În felul acesta se poate obține o creștere nelimitată a lui i_c la $i_B = \text{const}$, finit, fără ca să se producă de fapt străpungerea propriu-zisă ($M \rightarrow \infty$) la joncțiunea colectorului.

(c) descriere matematică globală a fenomenelor se obține înlocuind $i_E = -i_B + i_C$ în ecuația (5.142) și explicitând pe i_C ($i_B = \text{const}$, dat):

$$i_C = \frac{M\alpha_F i_B}{1 - M\alpha_F} + \frac{MI_{CBO}}{1 - M\alpha_F}. \quad (5.143)$$

Se obține $i_C \rightarrow \infty$ pentru $M\alpha_F = 1$ și, folosind relația (5.141) cu $|V_{CE}| \approx |V_{CB}|$, obținem tensiunea la care $i_C \rightarrow \infty$. Aceasta se numește tensiune de susținere și are expresia

$$|V_{CE}|_{\text{maxim}} = V_s = V_a(1 - \alpha_F)^{1/n} = \frac{V_a}{(\beta_F + 1)^{1/n}}. \quad (5.144)$$

În practică se obține $V_s = \left(\frac{1}{10} \cdots \frac{1}{3}\right)V_a$.

Figura 5.41 arată caracteristici experimentale $i_C = i_C(v_{CE})$ la $i_B = \text{const}$ pentru un tranzistor *pnp* care are $V_a \approx 67V$. i_C crește pronunțat cu v_{CE} deoarece este sensibil la cele mai mici creșteri ale factorului de multiplicare. Tensiunea V_s nu este riguros aceeași, deoarece α_F (și β_F) variază cu curentul.

În zona în care β_F crește cu curentul $i_E \approx i_C$, V_s va fi mai mic pentru curenți i_B mai mari (fig. 5.41).

De fapt ecuația $M\alpha_F = 1$ care dă tensiunea de susținere trebuie citită

$$M(v_{CE})\alpha_F(i_C, v_{CE}) = 1 \quad (5.145)$$

și este ecuația unei curbe în planul $i_C - v_{CE}$. Această observație este deosebit de importantă pentru interpretarea curbelor $i_B = \text{const} < 0$ din figura 5.41. Atunci cînd fluxul de purtători la joncțiunea emitorului este foarte redus și $i_B < 0$ (dat practic de curentul propriu joncțiunii colectorului), α_F are valori reduse sau foarte reduse (chiar $\alpha_F \approx 0$ pentru siliciu) astfel încît V_s tinde spre V_a . Este suficient ca procesul de multiplicare să crească sensibil curentul, pentru ca α_F să crească și V_s să scadă. De aici ideea că ecuația (5.165) ar putea descrie o regiune de rezistență (conductanță) negativă ca cea care apare în figura 5.47 ($di_C/dv_{CE} < 0$).

O regiune de rezistență negativă a unei caracteristici curent-tensiune poate fi folosită în principiu pentru a realiza un circuit cu memorie (bistabil) sau un generator de impulsuri. Din nefericire, funcționarea în zona

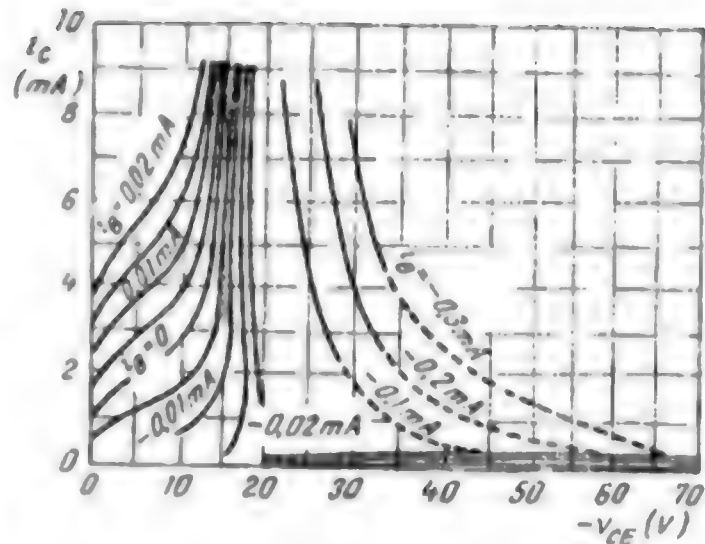


Fig. 5.41

menționată din figura 5.41 este neindicată, datorită posibilei distrugerii prin concentrarea locală a curentului și supraîncălzirea semiconductorului. Asupra acestor fenomene se va reveni. Să remarcăm totuși că avalanșa duce la tendința de aglomerare a curentului (deoarece curentul crește mai mult prin multiplicare acolo unde circulă purtători mai mulți, deci acolo unde curentul este deja mai mare). Zona centrală a colectorului (fig. 5.8) va concentra probabil un curent mai mare. Un detaliu important este că această concentrare este favorizată de $i_B = \text{const} = \text{mic}$, eventual negativ. Fluxul major de purtători se scurge direct între emitor și colector. Ca urmare V_{CE} din formula (5.144) corespunde străpungerii joncțiunii plane (la profilul dat de impurități).

○ **Observație.** Atunci când $i_E = \text{const}$ și curentul de avalanșă este preluat de i_B , „marginea” joncțiunii planare are un rol mult mai important și determină o tensiune de străpungere în conexiunea bază-comună mai mică decât cea corespunzătoare joncțiunii plane (efect „de colț” la joncțiunea planară, paragraful 3.3.5).

● În legătură cu limitările în tensiune de care trebuie să se țină seama în utilizarea tranzistoarelor menționăm următoarele:

— $V_{(BR)CBO}$ (tensiunea de străpungere colector-bază cu emitorul în gol) este de regulă tensiunea cea mai mare pe care o poate suporta tranzistorul;

— Există și o tensiune de străpungere emitor-bază cu colectorul în gol, $V_{(BR)EB0}$, mărime importantă atunci când tranzistorul este folosit ca un comutator și se blochează joncțiunea bază-emitor. Pentru tranzistoarele planare (fig. 5.8) $V_{(BR)EB0}$ este întotdeauna sensibil mai mică decât $V_{(BR)CBO}$ deoarece emitorul, baza și colectorul au succesiv dopări din ce în ce mai mici);

Pentru tranzistoarele din circuitele integrate liniare, de pildă, $V_{(BR)EB0} \approx 7V$.

— $V_{(BR)CE}$ este denumită în cataloage tot tensiune de străpungere* deși este vorba de fapt de tensiunea de susținere (5.164), a cărei valoare poate fi și depășită (fig. 5.47). Această tensiune are valori diferite în funcție de condițiile de măsurare. Există astfel $V_{(BR)CBO}$ definit cu baza în gol ($i_B = 0$), $V_{(BR)CE}$ cu o anumită rezistență R conectată între bază și emitor și la un i_C specificat etc.

○ Reținem faptul important că tensiunea care se poate aplica pe colectorul unui tranzistor cu emitorul comun este de regulă substanțial mai mică decât $V_{(BR)CBO}$.

Un fenomen asemănător străpungerii este creșterea rapidă a curentului de colector datorită pătrunderii regiunii de sarcină spațială a colectorului pînă la emitor (grosimea efectivă a bazei se anulează și câmpul electric transportă purtători majoritari din emitor direct în colector). În tranzistoarele cu baza difuzată (Anexa 5.1) acest fenomen de regulă nu se produce înaintea străpungerii (la tensiuni mai mici), deoarece regiunea de sarcină spațială a colectorului avansează mai greu în apropierea emitorului, acolo unde doparea crește.

* Și tensiunea de străpungere colector-emitor este un parametru (important pentru utilizarea în circuit) care suferă de o dispersie considerabilă de la un exemplar la altul al unui anumit tip de tranzistor.

5.6. LIMITĂRI ÎN FUNCȚIONARE DATORITĂ VARIAȚIEI TEMPERATURII ȘI DISIPAȚIEI DE PUTERE

5.6.1. Limitări în temperatura de stocare și cea de funcționare

● Temperatura minimă de stocare este limitată la -50°C (sau -75°C). Variațiile prea mari de temperatură pot duce la distrugerii prin tensiuni mecanice provocate de contracția termică diferită a metalelor folosite și a semiconductorului.

Aceste „îmbinări” se realizează de regulă la temperaturi ridicate — de aceea ele impun o limitare numai la temperaturi joase.

● Temperatura maximă de stocare poate fi cuprinsă între circa 100°C pentru tranzistoarele cu germaniu și maximum 300°C pentru tranzistoarele cu siliciu. Limitarea este impusă fie de înmuierea sudurilor, fie de creșterea activității chimice a contaminanților (suprafața semiconductorului este vulnerabilă).

● Temperatura de funcționare este limitată inferior de necesitatea ionizării impurităților donoare sau acceptoare. Totuși temperatura minimă de funcționare nu poate scădea sub cea de stocare, din motive evidente.

● Limitarea superioară a temperaturii de lucru are loc la circa 100°C pentru germaniu și 200°C pentru siliciu. La temperaturi mai mari, datorită creșterii extraordinar de rapide a concentrației purtătorilor minoritari cu temperatura, semiconductorul se apropie de o comportare intrinsecă.

○ Precizare. Temperatura pe care o avem în vedere este aceea a regiunii active a semiconductorului, notată cu T_j (*temperatura joncțiunii*). Dacă există o disipare internă de putere apreciabilă, atunci T_j depășește temperatura capsulei, T_c , și temperatura mediului ambiant, T_a . Într-o primă aproximație, temperatura regiunii active (în care au loc fenomenele electrice esențiale) este uniformă (zona cea mai fierbinte este joncțiunea colectorului, iar baza este foarte subțire). Modul de calcul al lui T_j în funcție de puterea disipată în dispozitiv va fi discutat mai departe.

5.6.2. Variația caracteristicilor electrice cu temperatura

● La începutul acestui capitol am văzut că un tranzistor care funcționează în regiunea activă normală poate fi caracterizat cu aproximație de parametrii v_{EB} (sau v_{BS}), β_F și I_{CBO} . Pentru variația lui v_{EB} și I_{CBO} cu temperatura vom prelua rezultatele cunoscute de la joncțiunea pn:

— v_{EB} va scădea cu temperatura cu o rată de $2 - 2,5 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ ($i_B = \text{constant}$);

— I_{CBO} crește cu temperatura după o lege exponențială, dificil de prezis teoretic, deoarece acesta are mai multe componente, unele greu de estimat (influențate de factori greu controlabili, cum ar fi starea suprafeței). Orientativ, I_{CBO} se dublează la fiecare creștere de temperatură de circa 10°C (ceva mai mare intervalul de temperatură pentru germaniu decât pentru siliciu). De reținut că pentru tranzistoarele cu siliciu lucrând la temperaturi sub 100°C contribuția curentului rezidual este neglijabilă.

Atunci cind nu este dată în catalog, variația lui β_F cu temperatura poate fi estimată cu o formulă empirică de tipul

$$\beta_F(T) = \beta_F(T_0) \left[1 + \frac{T - T_0}{K} \right], \quad (5.146)$$

unde $T_0 = 25^\circ\text{C}$, $K = 100^\circ\text{C}$ pentru tranzistoarele cu germaniu și $K = 50^\circ\text{C}$ pentru tranzistoarele cu siliciu.

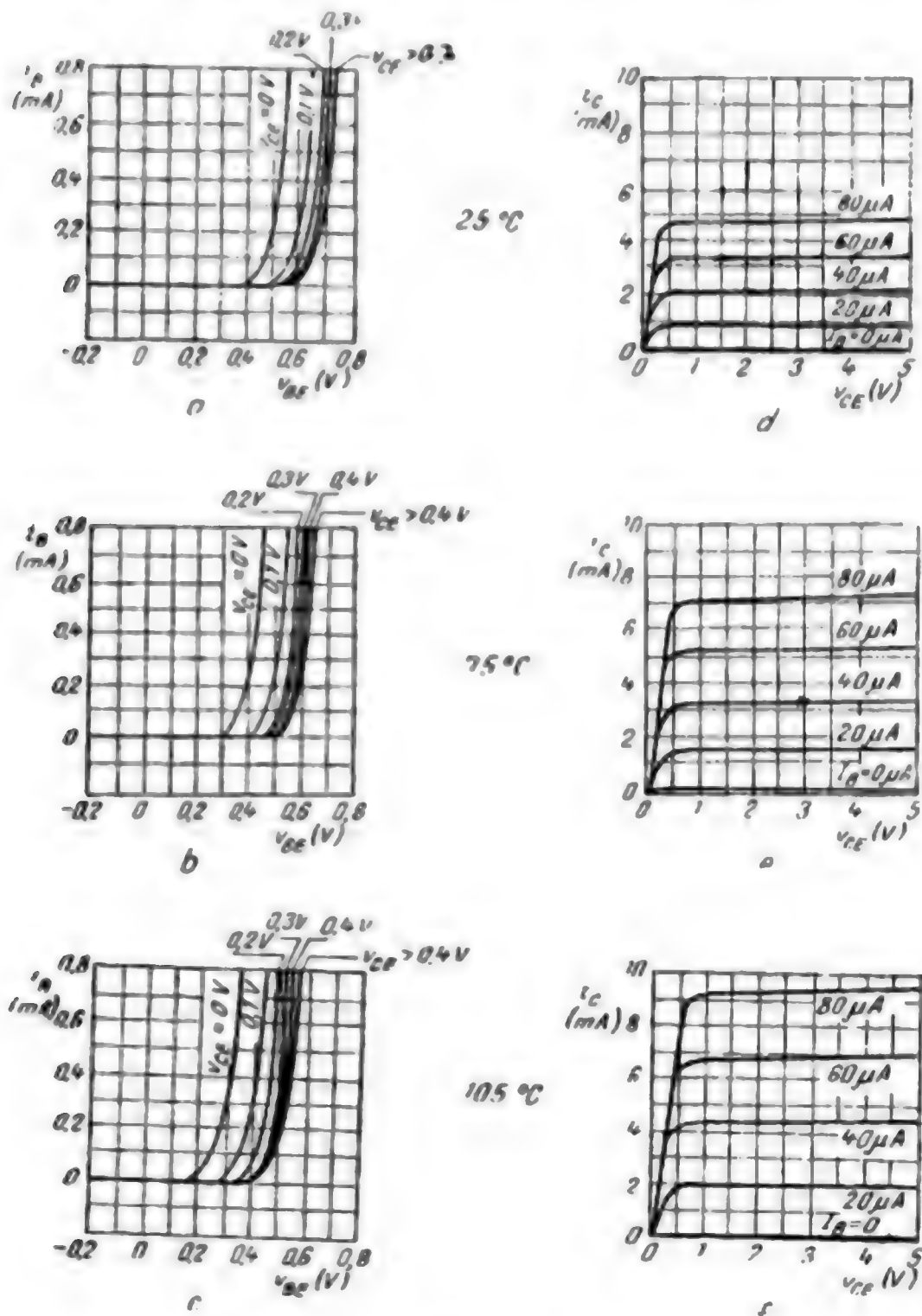


Fig. 5.42.

Modificarea caracteristicilor statice cu creșterea temperaturii este ilustrată de figura 5.42 pentru un tranzistor *npn* cu siliciu*. Se observă deplasarea caracteristicilor de intrare spre stînga (V_{BE} scade cu creșterea temperaturii la $i_B = \text{dat}$) pe figurile 5.42 *a*, *b* și *c*, precum și deplasarea în sus a caracteristicilor de ieșire (β_F crește cu creșterea temperaturii) pe figurile 5.42, *d*, *e* și *f*.

● Variația parametrilor este importantă și pentru tranzistorul folosit ca un comutator. Aici intră în discuție cîștigul de curent $h_{FE} = I_C/I_B$ ($h_{FE} \approx \beta_F$), I_{CBO} și $V_{CE,sat}$. Tranzistorul blocat are $i_F = 0$, $i_C = I_{CBO}$ și $i_E = -I_{CBO}$.

Creșterea lui I_{CBO} cu creșterea temperaturii produce pe rezistența în serie cu baza o cădere de tensiune care acționează în sensul deschiderii tranzistorului (efect nedorit).

Variația lui $V_{CE,sat}$ este foarte redusă (V_{CE} este diferența tensiunilor pe două joncțiuni polarizate direct). Ea poate prezenta importanță în circuitele integrate digitale.

5.6.3. Stabilizarea punctului static de funcționare în raport cu variațiile de temperatură

Să considerăm un tranzistor în conexiune *EC*, polarizat cu $i_B = \text{const} = I_B$. Punctul static de funcționare se va găsi la intersecția caracteristicii $i_B = I_B$ cu dreapta de sarcină statică (fig. 5.28). Dacă temperatura crește, caracteristicile se vor deplasa în sus (fig. 5.42) și punctul static se va deplasa și el pe dreapta de sarcină spre curenți de colector mai mari. Pentru a reduce deplasarea punctului static ar fi indicat ca circuitul să asigure o scădere a lui I_B cu tendința de a menține $I_C = \text{const}$. De aici rezultă importanța circuitului de polarizare în stabilizarea punctului static.

Vom prezenta în continuare cîteva dintre cele mai des înlătuite procedee de stabilizare a punctului static de funcționare.

Pentru ilustrare vom reveni la schema din figura 5.29 (care înglobează circuitele din figura 5.30 drept cazuri particulare). Fără a mai neglija de astă dată pe I_{CBO} , formula (5.115) se generalizează în (presupunem tranzistor *npn*).

$$I_C = \frac{\beta_F(V_{BB} - V_{BE})}{R_B + R_E(\beta_F + 1)} + \frac{(\beta_F + 1)(R_E + R_B)I_{CBO}}{R_B + R_E(\beta_F + 1)}, \quad (5.147)$$

în timp ce

$$V_{CE} = V_{CC} - R_C I_C - R_E I_E \approx V_{CC} - (R_C + R_E)I_C. \quad (5.148)$$

Stabilizarea punctului static la variația temperaturii se reduce la stabilizarea lui I_C (V_{CE} rezultă din ecuația (5.148)).

Creșterea temperaturii duce la creșterea curentului I_C prin intermediul tuturor celor trei parametri (β_F , V_{BE} și I_{CBO}). Problema care se pune este cum poate fi minimizată creșterea lui I_C prin alegerea elementelor circuitului.

Examinarea caracteristicilor din figura 5.42 pare să sugereze că pentru tranzistoarele cu siliciu cea mai supărătoare este variația lui β_F cu temperatura. În paragraful 5.5.3 am arătat că pentru a insensibiliza pe i_C la variațiile lui β_F (dispersie) trebuie aleasă o rezistență $R_B \ll (\beta_F + 1)R_E$ (condiția

* Efectul Early (modularea grosimii bazei) asupra caracteristicilor este mai puțin pronunțat decît la tranzistoarele cu germaniu.

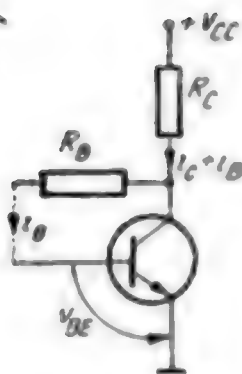


Fig. 5.43.

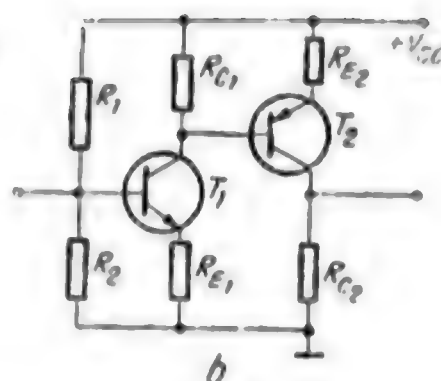
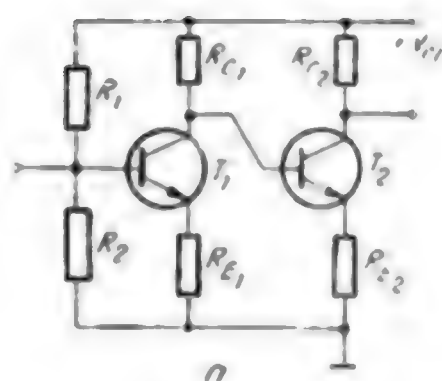


Fig. 5.44.

5.116). Concluzia rămâne valabilă și aici (nu este importantă cauza care provoacă variația lui β_F). Mai mult, dependența lui I_C de I_{CBO} este și cu minimizată prin condiția (5.116), și avem*

$$I_C \approx \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_E} + \left(1 + \frac{R_D}{R_E}\right) I_{CBO}. \quad (5.149)$$

Cele de mai sus recomandă circuitul cu divizor pe bază din figura 5.30, b, în care se poate asigura o valoare suficient de mică a lui R_B . Pe de altă parte, deoarece

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta V_{BE}} = - \frac{\beta_F}{R_B + R_E(\beta_F + 1)}, \quad (5.150)$$

la un R_E ales (cădere de tensiune admisă pe R_E la un I_C dat), $|\Delta I_C / \Delta V_{BE}|$ este mai mic pentru R_B mai mare (deci ne orientăm spre circuitul din figura 5.30, a). În practică se folosesc ambele circuite. De pildă, circuitul din figura 5.30, b este recomandabil atît pentru tranzistoare cu germaniu (unde I_{CBO} este mai important), cit și pentru tranzistoare cu siliciu (unde β_F variază mai mult cu temperatura decît la cele cu germaniu).

O altă schemă care folosește reacția pentru stabilizarea punctului static de funcționare este cea din figura 5.43. Aici (neglijînd pe I_{CBO})

$$\begin{aligned} I_C &\approx \beta_F I_B = \beta_F \frac{V_{CC} - (R_C I_C + V_{BE})}{R_B} \approx \\ &\approx \beta_F \frac{V_{CC} - (R_C I_C + V_{BE})}{R_B} \end{aligned} \quad (4.151)$$

și

$$I_C = \frac{\beta_F (V_{CC} - V_{BE})}{R_B + \beta_F R_C}, \quad (5.152)$$

ceea ce permite**

$$I_C \approx \frac{V_{CC} - V_{BE}}{R_C} \text{ cu } R_B \ll \beta_F R_C \text{ (de pildă, } R_B = 0,1 \beta_F R_C). \quad (5.153)$$

* $R_E \neq 0$ introduce o reacție negativă favorabilă și atunci cînd I_C crește cu T prin intermediul lui I_{CBO} . Într-adevăr, creșterea lui I_C determină creșterea căderii de tensiune pe R_E și reducerea tensiunii $V_{BB} - R_E I_E$ care polarizează joncțiunea emitor-bază prin rezistența R_B , tinzînd astfel să reducă pe I_E .

** Tensiunea pe tranzistor este înso mică în comparație cu V_{CC} .

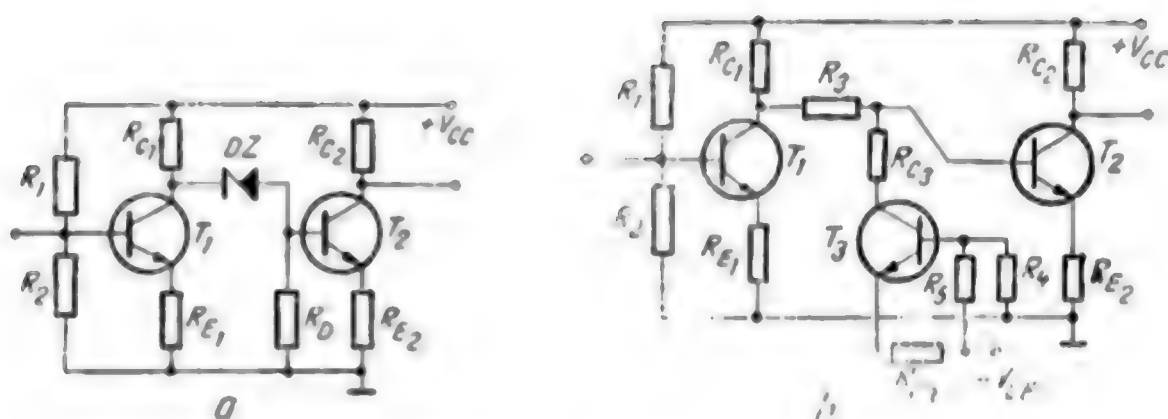


Fig. 5.45.

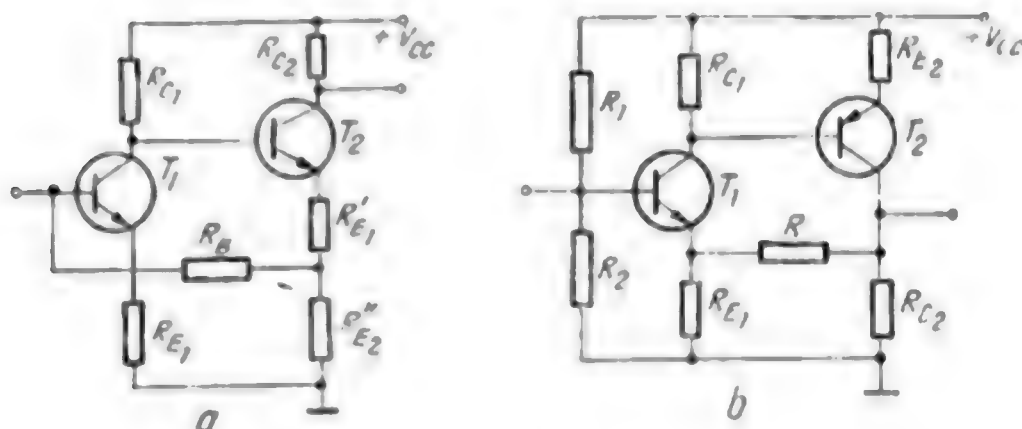


Fig. 5.46.

Problema stabilizării punctului static de funcționare se pune și pentru amplificatoarele cu *etaje cuplate direct*. Astfel de circuite sînt arătate în figura 5.44 *a* și *b*. Circuitul cu tranzistoare complementare din figura 5.44, *b* are avantajul unei repartizări mai echilibrate a tensiunii pe tranzistoare și rezistențe. Neglijînd curentul de bază al tranzistorului T_2 , putem considera că punctul de funcționare al lui T_1 este practic independent de T_2 . Stabilizarea curentului de colector al lui T_1 duce practic la stabilizarea potențialului bazei și deci a curentului de emitor al lui T_1 .

○ **Notă.** Atunci cînd dorim o *deplasare a nivelului* tensiunii continue pentru a ameliora schema din figura 5.44, *a*, putem folosi fie o diodă Zener (fig. 5.45, *a*), fie un generator de curent constant (cu T_3) care dă o anumită cădere de tensiune pe rezistența R_3 (figura 5.45, *b*).

O stabilizare mai eficace se obține prin aplicarea unei *reacții de curent continuu globale* (pe ambele etaje). Aceasta poate fi o reacție de curent (fig. 5.46, *a*) sau de tensiune (fig. 5.46, *b*)*. În schema din figura 5.46, *a*, de pildă, creșterea lui I_{C1} duce la scăderea potențialului bazei lui T_2 , la scăderea lui I_{B2} , scăderea lui I_{E2} și deci tinde să reducă pe I_{C1} (deci reacție negativă).

* Semnalul de reacție adus de la intrare este proporțional cu curentul, respectiv cu tensiunea de ieșire.

5.6.4. Alegerea elementelor rețelei de polarizare

În acest paragraf revenim la circuitul din figura 5.29 cu intenția de a rezolva următoarea problemă: cum trebuie alese elementele schemei atunci când schema trebuie să lucreze într-o *plajă largă de temperaturi*, cuprinsă între valoarea minimă T_1 și cea maximă T_2 . Se va neglija I_{CBO} , dar se va ține seama de variația lui β_F și a lui V_{BE} cu temperatura (tranzistor *n-p-n* cu siliciu). Se va tolera o anumită variație a lui I_C , cuprinsă între valoarea minimă, I_{Cm} , și respectiv maximă, I_{CM} .

Curentul de colector nu depinde de R_C și V_{CC} (dacă tranzistorul lucrează în regiunea activă normală). *Elementele care trebuie determinate sînt V_{BB} , R_B și R_E (sau R_1 , R_2 și R_E în figura 5.30, b).*

Deoarece I_C crește cu temperatura este clar că I_{CM} se obține pentru T_1 și I_{Cm} pentru T_2 , înlocuind $\beta_F + 1$ cu β_F în relația (5.115), găsim

$$I_{Cm} \left[\frac{R_B}{\beta_F(T_1)} + R_E \right] = V_{BB} - V_{BE}(T_1); \quad (5.154)$$

$$I_{CM} \left[\frac{R_B}{\beta_F(T_2)} + R_E \right] = V_{BB} - V_{BE}(T_2). \quad (5.155)$$

Eliminînd pe V_{BB} între aceste două ecuații și explicitînd pe R_B

$$R_B = \frac{V_{BE}(T_2) - V_{BE}(T_1) + (I_{CM} - I_{Cm})R_E}{I_{Cm}/\beta_F(T_1) - I_{CM}/\beta_F(T_2)} \quad (5.156)$$

găsim o relație liniară între R_B și R_E de forma $R_B = AR_E + B$ (unde $A, B > 0$). Observăm că o soluție pentru R_B există numai dacă luăm $R_E > B/A$. Există deci o valoare critică (minimă) a lui R_E :

$$R_E > R_{Em} = \frac{V_{BE}(T_1) - V_{BE}(T_2)}{I_{CM} - I_{Cm}}. \quad (5.157)$$

○ **Observație.** Formula (5.156), care permite estimarea lui R_B , poate fi folosită în proiectare și atunci *cînd se dorește reducerea efectului dispersiei parametrilor tranzistorului* (aici β_F și v_{BE}). Există o diferență importantă față de problema efectului temperaturii și anume variațiile lui β_F și v_{BE} nu mai sînt corelate. Și totuși, deși natura problemei este diferită, modul de calcul este același deoarece situațiile extreme se obțin astfel: I_{CM} pentru β_F maxim și V_{BE} minim, iar I_{Cm} pentru β_F minim și V_{BE} maxim. Ca urmare, cazurile cele mai nefavorabile sînt încadrate de ecuații de tipul (5.154) și (5.155), unde $\beta_F(T_1)$ se înlocuiește cu β_F minim etc., și se poate aplica formula (5.156) (exemplu numeric în paragraful 5.9.3).

5.6.5. Compensarea termică

Prin **tehnică de stabilizare termică** convenim să denumim *folosirea unor circuite de polarizare cu elemente rezistive care asigură o variație mai redusă a lui I_C* (permițînd scăderea lui I_C cu creșterea temperaturii). **Tehnicile de compensare utilizează în același scop dispozitive sensibile la temperatură** cum sînt diodele, tranzistoarele, termistoarele etc.

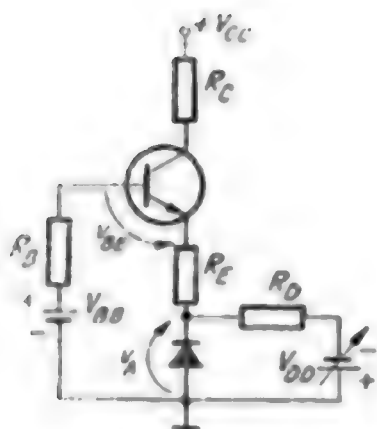


Fig. 5.47.

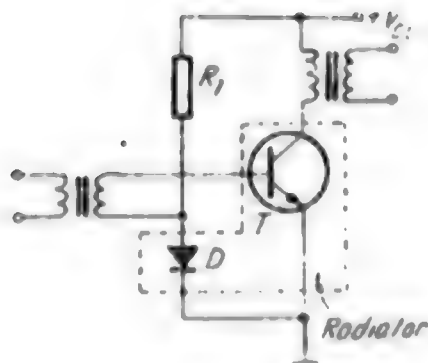


Fig. 5.48.

● Compensarea variației lui v_{BE} cu temperatura se poate face cu diode pn sau folosind joncțiunile de intrare ale unor tranzistoare. Principiul este ilustrat de circuitul din figura 5.47. El provine din schema din figura 5.29, prin adăugarea unei diode D deschise în serie dar în opoziție cu dioda bază-emitor. Dioda și tranzistorul trebuie realizate din același material semiconductor pentru ca v_{BE} și v_A să varieze la fel cu temperatura. Pentru ajustarea coeficientului de variație dv_A/dT , se reglează curentul prin dioda D .

În figura 5.48, se arată o schemă în care curentul prin dioda D este menținut practic constant prin generatorul de curent format din sursa V_{CC} și rezistența mare R_1 . Acest curent este „copiat” de curentul joncțiunii emitor-bază a tranzistorului, (care este fabricat din același material) (a se vedea și figura 5.35, a). Pentru uniformizarea temperaturii, dioda este montată pe același radiator cu tranzistorul.

Compensarea termică este folosită și în circuitul din figura 5.33. Acesta este un amplificator diferențial, de curent continuu, care trebuie să amplifice diferența de potențial aplicată între bazele celor două tranzistoare. Variațiile tensiunii bază-emitor se transmit amplificate în colectoare. Desigur că modificarea caracteristicilor de intrare cu temperatura constituie un „semnal” parazit. Efectul „fugii” caracteristicilor cu temperatura este mult redus prin amplasarea celor două joncțiuni bază-emitor ale lui T_1 și T_2 în serie și în opoziție. Acest amplificator este larg folosit în circuitele integrate, unde împerecherea și cuplarea termică a tranzistoarelor vecine T_1 și T_2 sînt proprietăți inerente.

● Deosebit de importantă este realizarea unor referințe de tensiune stabilizate termic. Figura 5.49, arată o soluție aplicată într-un stabilizator de tensiune integrat. Aici T_1 și T_2 formează o sursă de curent constant (se folosește circuitul din figura 5.35, b cu $R_1 = 0$). Folosind relația (5.126) găsim:

$$V_R = V_{BE3} + R_3 I_3 \cong V_{BE3} + \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \quad (5.159)$$

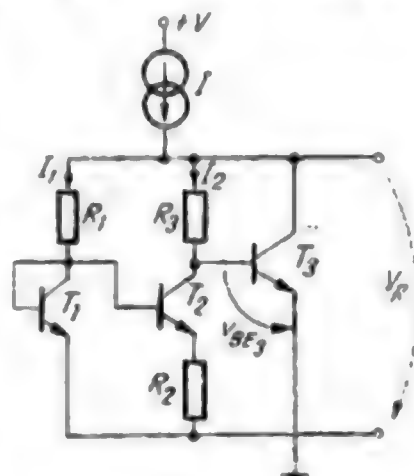


Fig. 5.49.

(reamintim că I_1 este dat de relația (5.122), iar I_2/I_1 la o temperatură dată rezultă din relația (5.126), unde $R_2 I_1 = V - R I_1 - V_{BE}$). Deoarece $\partial V_{BE}/\partial T < 0$ și $\ln(I_1/I_2)$ are o variație redusă cu temperatura (deci al doilea termen crește aproximativ liniar cu temperatura), se poate asigura o compensare a scăderii primului termen pe o plajă relativ largă de temperaturi prin alegerea potrivită a elementelor de circuit.

● O altă utilizare a compensării termice apare atunci când se pune problema deplășării nivelului tensiunii continue. Un exemplu este circuitul prezentat deja în figura 5.45, *a*, unde potențialul bazei lui T_2 scade cu creșterea temperaturii deoarece tensiunea V_Z crește cu creșterea temperaturii. În acest fel se asigură compensarea parțială a scăderii tensiunii (V_{BE}), atunci când temperatura crește.

Tehnici similare se întâlnesc și în circuitele integrate, unde drept diodă Zener cu $V_Z = 7V$ se folosește joncțiunea bază — emitor (polarizată invers) a unui tranzistor cu colectorul scurtcircuitat la bază sau cu colectorul în gol. Coeficientul de temperatură al lui V_Z este de $+2,3 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, deci aproape egal ca mărime cu cel al joncțiunii deschise emitor-bază, dar cu semn schimbat. Înserierea în opoziție a celor două joncțiuni duce la obținerea unui coeficient de temperatură cu un ordin de mărime mai mic.

● O altă tehnică se referă la compensarea variației cu temperatura a lui I_{CBO} prin folosirea unei diode din același material semiconductor, polarizată invers, funcționând ca un generator de curent (curentul de saturație, I_0 , al diodei respective). În circuitul din figura 5.50 avem $-v_A = v_{KN} \gg \frac{kT}{q}$, deci $i_D = -I_0$ și $i_B = I - I_0$ unde $I = (V_{CC} - v_{KN})/R_B \cong \frac{q}{V_{CC}/K_B} = \text{const.}$ Se găsește

$$i_C = \beta_F i_B + (\beta_F + 1) I_{CBO} = \beta_F I - \beta_F I_0 + (\beta_F + 1) I_{CBO} \quad (5.160)$$

și un $I_0 \cong I_{CBO}$ asigură $i_C = \beta_F I$ (independent de I_{CBO}). Metoda poate fi aplicată și dacă în emitor există o rezistență. Astfel de scheme sînt utile atunci când tranzistoarele folosite sînt cu germaniu (aici curenții reziduali sînt importanți, aproximativ constanți și cît de cît reproductibili).

● În sfîrșit, pentru compensare se pot folosi și elemente rezistive sensibile la variația temperaturii, cum ar fi de pildă *termistorul*. Circuitul din figura 5.51 folosește un termistor R_T pentru a reduce variația lui i_C cu temperatura datorită variației parametrilor tranzistorului (V_{BE} , β_F și I_{CBO}). Atunci când temperatura crește, R_T scade și injectează un curent mai mare prin R_E , ceea ce determină creșterea căderii de tensiune pe R_E cu tendința de a reduce i_B , deci și i_C . Problema principală care se pune

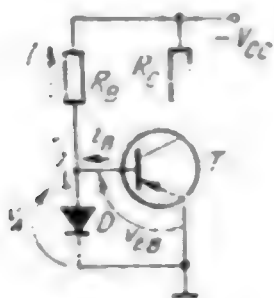


Fig. 5.50

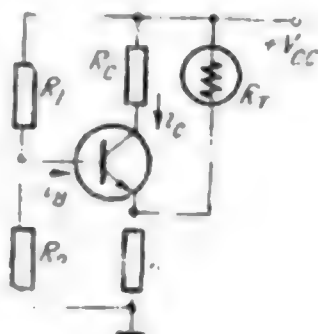


Fig. 5.51

este de a asigura compensarea efectului temperaturii pe o plajă cât mai largă. În acest scop se sintetizează dipoli-rețele de rezistențe (dintre care cel puțin una dependentă de temperatură) care au o anumită caracteristică rezistență echivalentă funcție de temperatură. Caracteristica necesară dipolului conectat într-o anumită poziție în circuit se determină experimental, substituind dipolul cu o rezistență variabilă, ajustând și măsurând rezistența necesară pentru a menține i_C constant cu variația temperaturii.

5.6.6. Ambalarea termică

Creșterea temperaturii semiconductorului, T_j , determină creșterea curentului de colector, deoarece:

— dacă curentul de bază este menținut constant, atunci i_C crește datorită creșterii lui β , cu temperatura;

— dacă tensiunea bază-emitor este menținută constantă, atunci curentul de bază crește rapid (caracteristica de intrare se deplasează spre tensiuni mai mici);

— curentul rezidual I_{CBO} crește cu temperatura.

Dacă creșterea curentului de colector cu temperatura duce la creșterea puterii disipate, atunci T_j va continua să crească. Această înlănțuire a fenomenelor poate duce la creșterea temperaturii dincolo de limita admisă ($T_{j, max}$). Dacă temperatura crește mult, tranzistorul se poate distruge rapid. Acesta este fenomenul de *ambalare termică*.

Puterea disipată în tranzistor (P_d) poate fi aproximată cu cea disipată pe cele două regiuni de sarcină spațială (foarte rezistive). În polarizare normală $V_{BE} \ll V_{CB}$, $I_C \cong I_E$ și

$$P_d = V_{BE}I_E + V_{CB}I_C = P_d \cong V_{CB}I_C, \quad (5.161)$$

deci P_d se aproximează cu puterea disipată pe colector, P_{dc} . Curbele de putere disipată constantă în planul $i_C - v_{CE}$ sînt hiperbole*.

● În regim termic staționar puterea disipată pe tranzistor este egală cu puterea evacuată:

$$P_d = P_m = \frac{T_j - T_a}{R_{th}}, \quad (5.162)$$

unde R_{th} este rezistența termică totală corespunzând evacuării căldurii prin semiconductor, capsulă și radiator în mediul ambiant. Aceasta însumează rezistența termică jonțiune-capsulă $R_{th, j-a}$ și rezistența termică a radiatorului $R_{th, ar}$ (care include și pierderile prin radiație și convecție). Se neglijează rezistența termică corespunzătoare diferenței de temperatură între capsulă (temperatură T_c) și radiator.

○ **Precizare.** Modelarea cu o rezistență termică constantă reprezintă numai o aproximație deoarece conductivitatea termică a materialelor (siliciul în primul rînd) variază cu temperatura și există pierderi prin radiație și convecție. Ca urmare $T_j - T_a$ nu este riguros proporțional cu P_d .

* Se observă că V_{CE}/I_C reprezintă cu o aproximație foarte bună puterea disipată totală P_d , deoarece $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$ ($I_C \cong I_E$). O astfel de curbă de putere disipată constantă a fost deja reprezentată în figura 5.28.

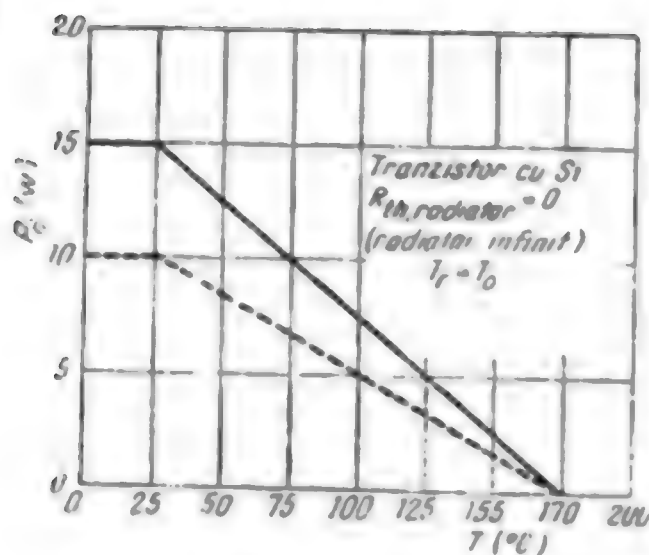


Fig. 5.52

Limitarea temperaturii maxime a joncțiunii impune

$$P_{d,max} = \frac{T_{j,max} - T_a}{R_{th}}; \quad (5.163)$$

se constată că $P_{d,max}$ scade liniar cu T_a . Figura 5.52 indică o astfel de dependență (reprezentare de catalog, cu nivelare artificială a puterii sub 25°C). Aceasta poate corespunde funcționării cu un radiator infinit ($T_r = T_a$). Pentru o rezistență termică finită a radiatorului se obține limitarea indicată cu linie întreruptă.

● În regim termic netaionar ($P_d \neq P_{st}$) T_j crește dacă $P_d > P_{st}$ și scade dacă $P_d < P_{st}$.

Să presupunem că după o evoluție oarecare a temperaturii se ajunge la un regim termic staionar corespunzător unei anumite temperaturi T_{st} adică $P_d(T_{st}) = P_{st}(T_{st})$. Acest regim trebuie să satisfacă condiția de stabilitate dinamică.

$$\left. \frac{\partial P_d}{\partial T_j} \right|_{T_j = T_{st}} < \left. \frac{\partial P_{st}}{\partial T_j} \right|_{T_j = T_{st}} = \frac{1}{R_{th}}. \quad (5.164)$$

Pe de altă parte, este necesar, evident, ca $T_{st} \leq T_{j,max}$.

Presupunind $P_d = P_d(I_c)$ unde I_c este curentul din punctul static și $I_c = I_c(T_j)$, condiția (5.164) devine

$$\frac{\partial P_d}{\partial I_c} \cdot \frac{\partial I_c}{\partial T_j} < \frac{1}{R_{th}}, \quad (5.165)$$

unde $\partial I_c / \partial T_j$ este pozitiv așa cum s-a arătat la începutul acestui paragraf.

O condiție suficientă dar nu și necesară pentru a satisface condiția de stabilitate (5.165) este

$$\frac{\partial P_d}{\partial I_c} < 0. \quad (5.166)$$

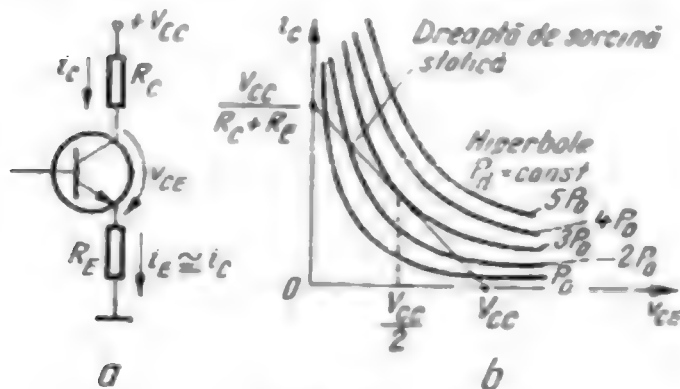


Fig. 5.53

Ca exemplu vom considera circuitul din figura 5.53, a, care are dreapta de sarcină statică indicată pe figura 5.53, b. Această dreaptă este tangentă la o anumită hiperbolă $P_d = \text{const}$. Se verifică ușor că punctul de tangență are abscisa $V_{cc}/2$. Atunci cind temperatura crește I_c crește, deci punctul static de funcționare ureă pe dreapta de sar-

toare). Să presupunem că străpungerea secundară apare datorită unui impuls de tensiune de colector de o anumită durată. Pentru o durată determinată a acestui impuls de tensiune există o anumită dependență a curentului de declanșare a străpungerii secundare de tensiunea în impuls (curba nu este o hiperbolă de putere constantă; ea este mai apropiată de axa orizontală în zona tensiunilor mari). Curentul respectiv este mai mare dacă impulsul de tensiune (și curent) este mai scurt, așa cum se arată în figura 5.58.

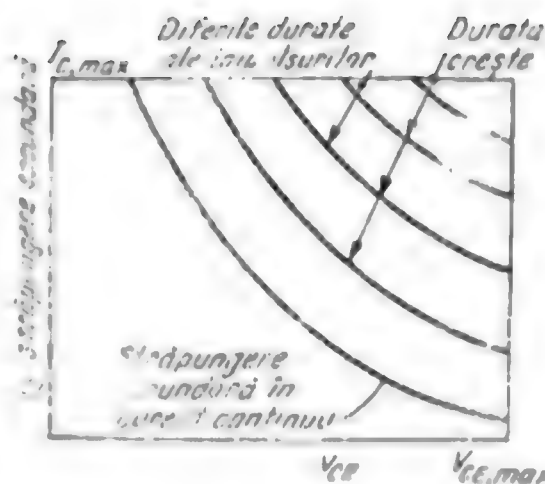


Fig. 5.58

5.7. TRANZISTORUL ÎN REGIM DINAMIC: MODELUL DE CONTROL PRIN SARCINA

5.7.1. Funcționarea în regim dinamic

Relațiile deduse anterior pentru regimul staționar sînt valabile și în regim dinamic, cu condiția ca variațiile mărimilor electrice să fie lente (comportare evasistaționară, care poate fi dedusă din caracteristicile statice). Teoria generală de regim dinamic trebuie să pornească de la ecuațiile diferențiale care descriu fenomenele din semiconductoare. Se vor lua în considerare de această dată și termenii în care timpul apare în mod explicit. În ecuațiile de continuitate pentru electroni și pentru goluri se va ține seama de derivatele concentrației de purtători în raport cu timpul. Mai intuitiv, în evaluarea curenților prin tranzistor se va ține seama de acele componente care sînt necesare pentru a asigura variația sarcinii stocate în tranzistor. Dacă viteza de variație nu este prea mare, atunci aceste componente corespund încărcării unor capacități. Capacitățile sînt însă neliniare. În cazul limită al funcționării la semnale mici, mărimea acestor capacități nu mai depinde mărimea semnalului, dar variază odată cu punctul static (mediu) în jurul căruia are loc funcționarea.

Vom arăta pentru început că este posibilă exprimarea curenților prin tranzistor ca funcții liniare de sarcina de purtători minoritari în exces stocată în bază. Ulterior se va lua în considerare și variația sarcinii stocate în regiunile de barieră.

Vom analiza un tranzistor pnp care lucrează în regiunea activă normală.

5.7.2. Sarcina stocată în baza neutră a tranzistorului

Analiza noastră pleacă de la ecuația de continuitate a golurilor în bază (2.35), pe care o integrăm pe toată lungimea bazei neutre (model unidimensional, figura 5.10):

$$\int_0^w \frac{\partial p_s}{\partial t} dx = -\frac{1}{\tau_p} \int_0^w (p_s - p_{n0}) dx - \frac{1}{q} \int_0^w \frac{\partial J_p}{\partial x} dx. \quad (5.167)$$

Vom dezvolta calculele în limita următoarelor presupuneri: polarizare în regiunea activă normală; profil abrupt de impurități; emitor suficient de „gros”, bază subțire (recombinare foarte redusă); nivele mici de injecție; neglijarea generării și recombinării în regiunile de sarcină spațială; neglijarea curentului rezidual al joncțiunii colectorului; neglijarea fenomenului de modulare a grosimii bazei neutre.

Ultima ipoteză ne permite să presupunem că integrarea are loc între niște limite bine precizate (fixe). Notăm prin

$$qA_J \int (p_n - p_{n0}) dx = q_n \quad (5.168)$$

sarcina de goluri minoritare în exces immagazinată în baza n neutră. Avem de asemenea

$$qA_J \int \frac{\partial p_n}{\partial t} dx = qA_J \int \frac{\partial}{\partial t} (p_n - p_{n0}) dx = \frac{d}{dt} q_n \quad (5.169)$$

Multiplicind ecuația (5.167) prin qA_J și folosind relațiile (5.168) și (5.169), găsim (figura 5.9):

$$\frac{dq_n}{dt} + \frac{q_n}{\tau_n} = i_{E,n} - i_{C,n} \quad (5.170)$$

Mai departe, din relațiile (5.21), (5.25) și (5.37), rezultă

$$i_{E,n} = \gamma_E i_E, \quad \gamma_E = \frac{1}{1 + \frac{W}{L_{n,E}} \cdot \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{n_{p0}^{(E)}}{p_{n0}}} \quad (5.171)$$

și

$$i_{C,n} \cong i_C \quad (I_{Cn0} \cong 0). \quad (5.172)$$

Ultimele două relații sînt valabile în regiunea activă normală, situație în care $q_n = q_p$. Ecuația (5.170) devine

$$\gamma_E i_E - i_C = \frac{dq_p}{dt} + \frac{q_p}{\tau_p} \quad (5.173)$$

Considerînd o recombinare foarte redusă în bază ($W \ll L_n$), ceea ce corespunde unei distribuții triunghiulare a concentrației de purtători în exces, se poate scrie:

$$i_C = qA_J \frac{p'_n(0)}{W} D_p; \quad (5.174)$$

$$q_p = \frac{1}{2} A q p'_n(0) \cdot W, \quad (5.175)$$

$$i_c = \frac{q_F}{\tau_F}, \quad \tau_F = \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{D_p} \quad (5.176)$$

Calculind $i_s = i_F - i_c$ cu relațiile (5.173) și (5.176), și aproximind factorul γ_E cu unitatea găsim

$$i_s = \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_F}{dt} \quad (5.177)$$

unde

$$\tau_{BF} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_F} \left(\frac{1}{\gamma_E} - 1 \right)} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_p} + \frac{2D_p}{WL_{n,E}} \cdot \frac{n_p^{(E)}}{p_{n0}}} \quad (5.178)$$

Ecuațiile (5.176) și (5.177) care stabilesc o relație *liniară* între curenții tranzistorului și sarcina de purtători minoritari în exces în bază, q_F , definesc *modelul de control prin sarcină* (va fi completat ulterior prin considerarea variației sarcinii din regiunile de sarcină spațială). Deoarece în regim staționar $i_c = \beta_F i_n$, din relațiile (5.176) – (5.178) rezultă ($L_p^2 = D_p \tau_F$; $n_p^{(E)} = n_i^2/N_A^{(E)}$; $p_{n0} = n_i^2/N_n$):

$$\frac{\tau_F}{\tau_{BF}} = \frac{1}{\beta_F} = \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2 + \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{W}{L_{n,E}} \cdot \frac{N_D}{N_A^{(E)}} \quad (5.179)$$

Expresia lui β_F este identică cu cea dată de relația (5.51), ceea ce arată consistența ipotezelor făcute în paragraful de față.

Vom insista puțin asupra *interpretării intuitive a ecuațiilor (5.176) și (5.177)*. Să observăm că *atunci cînd se neglijează curentul de electroni la emitor* ($\gamma_E = 1$) rezultă $\tau_{BF} = \tau_p$, iar primul termen din membrul doi al relației (5.177) corespunde curentului de recombinare în bază ($1/\tau_{BF} = 1/\tau_p$ este probabilitatea de recombinare a unui gol minoritar în unitatea de timp). *Dacă trebuie să se includă și efectul curentului de electroni la emitor* ($\gamma_E < 1$), q_{BF} este corectat ca în formula (5.178) (scade) și curentul de bază este mai mare. Cel de al doilea termen din (5.177) corespunde componentei de *încălzire* a bazei cu un număr suplimentar de purtători de sarcină. Sarcina de purtători minoritari în exces în bază, q_F , depinde de tensiunea v_{EB} astfel

$$q_F = \frac{1}{2} q A J p_n'(0) W = \frac{1}{2} q A J p_{n0} W \left[\exp \left(\frac{q v_{EB}}{kT} \right) - 1 \right] \quad (5.180)$$

O creștere a lui v_{EB} , de pildă, determină o creștere a lui q_F cu cantitatea Δq_F , iar modificarea distribuției purtătorilor în exces (figura 5.59, a) determină o modificare a curentului de colector, care este proporțional cu q_F .

○ **Precizare.** Este important de menționat un detaliu. Curentul de colector este curentul de difuzie al golurilor minoritare calculat la colector și este proporțional cu gradientul distribuției $p_n'(x)$ la colector ($x = W$). Dacă distribuția golurilor în exces rămîne triunghiulară (ceea ce implică o recombinare foarte redusă) iar $W = \text{const}$ (se neglijează modularea grosi-

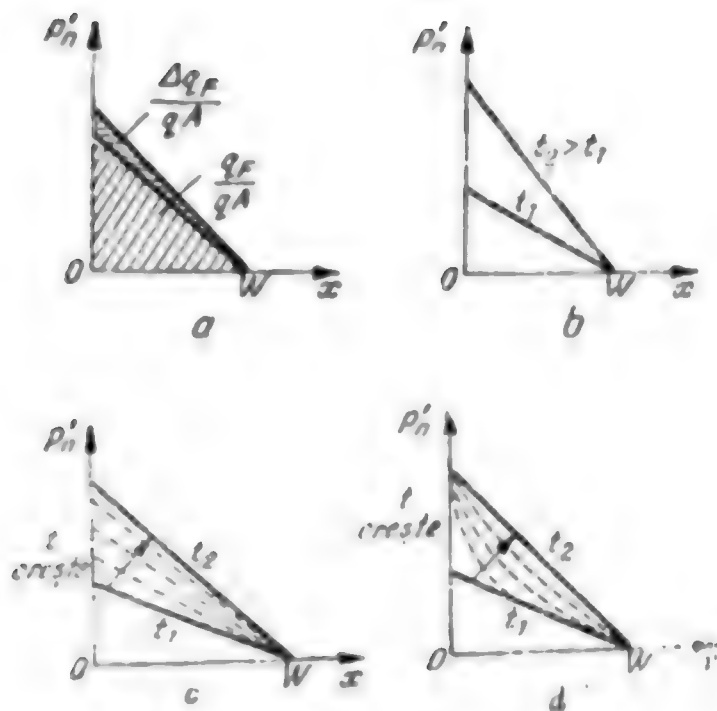


Fig. 5.59

mii bazei), atunci curentul de colector este proporțional cu aria delimitată de distribuția triunghiulară (deci cu q_F). În realitate, distribuția $p'_n(x)$ poate să nu rămână triunghiulară atunci când au loc variații rapide ale tensiunii v_{EB} . Acest aspect îl vom discuta în paragraful următor.

5.7.3. Validitatea modelului de control prin sarcină în regim variabil

● Esența modelului sintetizat în ecuațiile (5.176), (5.177) și (5.180) este extinderea relațiilor sarcină-curent și sarcină-tensiune în regim variabil. **Condiția ca această extindere** (care implică numai adăugarea componentei de încărcare dq_F/dt la curentul de bază) **să fie corectă**, este ca viteza de variație în timp a curenților prin tranzistor și a tensiunilor la borne să fie suficient de mică pentru ca distribuția de sarcină din baza tranzistorului să poată fi aproximată printr-o serie de distribuții de regim staționar. Pentru a ilustra această idee ne vom referi la figura 5.59. În figura 5.59, *b* sînt arătate două distribuții de regim staționar care corespund momentelor t_1 , respectiv t_2 . În intervalul de timp care separă aceste momente ($t_2 > t_1$) au crescut v_{EB} , $p'_n(0)$ și q_F . Dacă această variație a avut loc suficient de lent, atunci la fiecare dintre momentele intermediare de timp distribuția golurilor în bază este cvasistaționară, adică este de formă triunghiulară (fig. 5.59, *c*) și corespunde exact celei care s-ar obține în regim staționar prin aplicarea tensiunii $v_{EB}(t_i)$, unde t_i este momentul intermediar considerat. Dacă variația tensiunii de comandă v_{EB} este prea rapidă, distribuțiile intermediare nu vor mai fi triunghiulare. Admitem de pildă că v_{EB} variază prin salt la $t = t_1^+$ (treaptă de tensiune). $p'_n(0)$ va urmări instantaneu variația lui v_{EB} , conform relației (5.180). Distribuția de sarcină în ansamblul său nu se poate modifica însă instantaneu, deoarece este necesar un timp finit pentru ca purtătorii minoritari suplimentari injectați de emitor să difu-

zeze în bază și să o „umple” cu purtători astfel încât să se stabilească în fiecare punct distribuția staționară corespunzătoare noii valori a lui v_{EB} . Situația este ilustrată în figura 5.59, *d*, unde se presupune că l_2 este suficient de îndepărtat de l_1 .

● Este necesar să căutăm o concretizare a termenului de variație rapidă. Vom observa mai întâi că pentru o distribuție intermediară din figura 5.59, *c* curentul de emitor

$$i_E \cong i_{E,p} = -qA_p D_p \left. \frac{dp'_n}{dx} \right|_{x=0} \quad (5.181)$$

nu mai este aproximativ egal cu cel de colector

$$i_C = -qA_p D_p \left. \frac{dp'_n}{dx} \right|_{x=w}, \quad (5.182)$$

deoarece distribuția nu mai este triunghiulară. Deducem că valoarea instantanee a curentului de bază $i_b(t) = i_E(t) - i_C(t)$ nu mai este neglijabilă. Curentul de bază mare este necesar pentru încărcarea rapidă a bazei cu sarcină (figura 5.59, *c*). Pentru ca modelul să se aplice este necesar ca $i_b(t)$ să rămână mic și în regim variabil. Vom cere atunci (orientativ) ca în relația (5.177) termenul care corespunde componentei de încărcare să fie mic față de curentul de colector, deci

$$\left| \frac{dq_F}{dt} \right| \ll \frac{q_F}{\tau_F} \quad (5.183)$$

sau

$$\left(\frac{1}{q_F} \left| \frac{dq_F}{dt} \right| \right) \ll \frac{1}{\tau_F} = \frac{\mu_F}{\tau_{BF}} \quad (5.184)$$

ceea ce presupune o variație relativă limitată a lui q_F la scara de timp dată de τ_F (τ_{BF} poate fi de ordinul $10^{-9} \dots 10^{-6}$ s). Limitarea introdusă de condiția (5.184) nu este deci foarte severă, ceea ce explică de altfel utilizarea largă a modelului. Menționăm în sfârșit faptul că putem defini comportarea cvasistaționară a tranzistorului (a nu se confunda cu „aranjarea” cvasistaționară a sarcinii în bază, care are loc mult mai rapid) cerind ca dq_F/dt din relația (5.177) să fie neglijabil. De aici rezultă

$$\left(\frac{1}{q_F} \left| \frac{dq_F}{dt} \right| \right) \ll \frac{1}{\tau_{BF}} \quad (5.185)$$

5.7.4. Sarcină stocată în regiunile de sarcină spațială

Capacitatea de barieră a joncțiunii pn a fost definită în legătură cu variația sarcinii din regiunea de barieră (de sarcină spațială). În mod similar se vor introduce capacitățile de barieră ale joncțiunilor tranzistorului.

● Sarcina stocată în oricare dintre cele două părți ale stratului bipolar la joncțiunea emitorului este o funcție de tensiunea v_{EB} , care determină grosimea regiunii de sarcină spațială (capitolul 3 și paragraful 5.3.4). Vom nota cu q_{VB} diferența între valoarea sarcinii amintite pentru o valoare oarecare a tensiunii v_{EB} și valoarea aceleiași sarcini corespunzătoare echili-

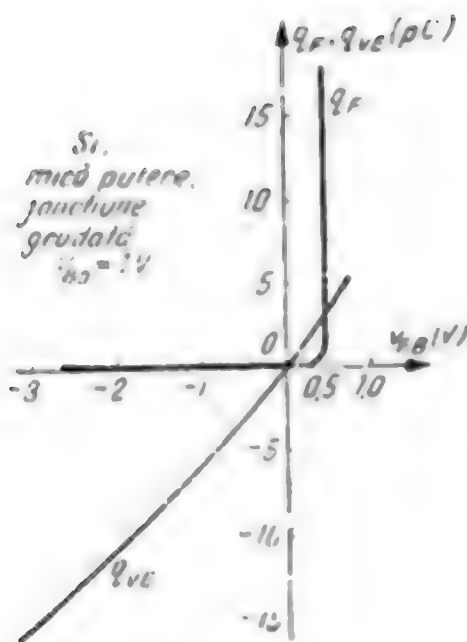


Fig. 5.60

brului termic ($v_{EB} = 0$). Deci $q_{VE} = q_{VE}(v_{EB})$ și $q_{VE}(0) = 0$.

Atunci când v_{EB} crește, q_{VE} (prin definiție pozitivă pentru $v_{EB} > 0$) crește. În mod corespunzător, un flux net de purtători majoritari trebuie să curgă în direcția stratului de sarcină spațială, de ambele părți, pentru a compensa sarcina spațială fixă din stratul de barieră (a cărei grosime se reduce cu creșterea lui v_{EB}). Acestui flux îi corespunde componenta dq_{VE}/dt a curentului de emitor. Aceasta se adaugă la componentele lui $i_E = i_C + i_B$ care rezultă din (5.176) și (5.177), astfel încît

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VE}}{dt} \quad (5.186)$$

● La joncțiunea colectorului situația este analoagă. Și aici se definește $q_{VC} = q_{VC}(v_{CB})$, iar curentul suplimentar care intră în colector este dq_{VC}/dt . Cu convenția de semn pentru i_C putem scrie

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} - \frac{dq_{VC}}{dt} \quad (5.187)$$

Ca urmare

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_{VE}}{dt} + \frac{dq_{VC}}{dt}, \quad (5.188)$$

unde ultimii doi termeni corespund fluxului de electroni care neutralizează atomii donori ionizați pozitiv din porțiunile regiunilor de sarcină spațială care se extind în bază.

● Capacitatea de barieră a emitorului. q_{VE} are o dependență neliniară de v_{EB} , ilustrată de figura 5.60 (unde se reprezintă pentru comparație și $q_F = q_F(v_{EB})$). Ca urmare

$$\frac{dq_{VE}}{dt} = \frac{dq_{VE}}{dv_{EB}} \cdot \frac{dv_{EB}}{dt} = C_{bE}(v_{EB}) \frac{dv_{EB}}{dt}, \quad (5.189)$$

unde capacitatea de barieră a emitorului

$$C_{bE} = \frac{dq_{VE}}{dv_{EB}} = C_{bE}(v_{EB}). \quad (5.190)$$

este neliniară. În practică ea poate fi însă aproximată cu o constantă deoarece variația $q_{VE} = q_{VE}(v_{EB})$ nu este puternic neliniară.

● Similar se definește capacitatea de barieră a colectorului C_{bC} .

○ Notă. Dependențele $q_{VE}(v_{EB})$ și $q_F(v_{EB})$ din figura 5.60 sînt tipice pentru un tranzistor cu siliciu de mică putere (calculul sînt fă-

cute pentru o joncțiune gradată liniar -- v. capitolul 3). Se observă că pentru $v_{EB} > 0,5V$ variația lui q_F cu v_{EB} este mult mai importantă decât variația lui q_{VE} . Ca urmare, curentul corespunzător încărcării capacității de barieră a joncțiunii se poate neglija atunci când joncțiunea este deschisă apreciaabil. Dacă $v_{EB} < 0,45 V$, dimpotrivă, se poate neglija curentul de încărcare a bazei neutre.

5.7.5. Observații finale

● Modelul aplicat tranzistorului npn este descris de ecuațiile:

$$q_F = \frac{1}{2} qA_J W n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qv_{BE}}{kT}\right) - 1 \right]; \quad (5.191)$$

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} - \frac{dq_{VC}}{dt}; \quad (5.192)$$

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{FD}} + \frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VE}}{dt}; \quad (5.193)$$

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{FB}} + \frac{dq_{VE}}{dt} + \frac{dq_{VC}}{dt}. \quad (5.194)$$

○ **Observație.** Se schimbă sensul pentru curenți, dar și semnul pentru dq_{VE}/dt , dq_{VC}/dt , deoarece purtătorii de sarcină majoritari care încarcă sau descarcă regiunea de sarcină spațială au semn opus; ca urmare, ecuațiile (5.192) — (5.194) arată la fel ca (5.186) — (5.188).

Ecuațiile prezentate sînt valabile atît timp cît joncțiunea colectorului este blocată. Ele se aplică în regiunea activă normală și (cu $q_F \approx 0$) în regiunea de blocare, dar nu sînt valabile în regiunea de saturație (a se vedea capitolul 11).

● **Utilitatea modelului.** Popularitatea acestui model se explică prin dependența liniară stabilită între curenți și sarcini. El se folosește la studiul comutării tranzistorului. Faptul că i_E și i_B pot fi determinați de circuit (de pildă se poate aplica o treaptă a curentului $i_B(t)$) este o circumstanță favorabilă. Modelul se aplică ușor deoarece putem corela starea tranzistorului cu sarcina din bază, q_F (i_C este proporțional cu q_F). Prezența capacităților de barieră complică problema. Dacă se ține seama și de neliniaritatea acestor capacități, atunci trebuie folosit calculatorul.

Modelul poate fi un bun start și pentru analiza comportării la semnale mici.

5.8. CIRCUITUL ECHIVALENT „NATURAL” PENTRU FUNCȚIONAREA LA SEMNALE MICI

5.8.1. Modelarea răspunsului la semnal mic pe baza fenomenelor care au loc în regiunile neutre

Am văzut că i_E și i_C au fost exprimați în funcție de v_{EB} și v_{CB} fie direct (modelul Ebers-Moll), fie prin intermediul sarcinilor din tranzistor (modelul de control prin sarcină). În cele ce urmează vom considera variații ale ten-

siuilor Δv_{KB} , Δv_{CB} (semnale), pe care le vom corela cu variațiile pe care le determină asupra curenților (Δi_B , Δi_C). Se va obține un model tip circuit echivalent dacă aceste variații sînt suficient de mici pentru a lineariza dependența puternic neliniară a curenților de tensiunea pe joncțiunile deschise. De fapt *nu ne va interesa decît funcționarea tranzistorului în regiunea activă normală*, acolo unde se pune problema de a amplifica semnalul (fără a introduce distorsiuni ale formei acestuia).

● Presupunem

$$v_{KB} = V_{KB} + \Delta v_{KB} \quad (5.195)$$

și evaluăm efectul perturbației Δv_{KB} aplicate tensiunii continue V_{KB} . Calitativ, efectul lui Δv_{KB} este arătat în figura 5.61. Aici $W = \text{const}$ (ignorăm pentru moment modularea grosimii bazei), iar

$$\begin{aligned} p'_n(0) &= p_{\infty} \left[\left(\exp \frac{qV_{KB}}{kT} \right) \left(\exp \frac{q\Delta v_{KB}}{kT} \right) - 1 \right] \cong \\ &\cong p_{\infty} \left[\exp \left(\frac{qV_{KB}}{kT} \right) - 1 \right] + p_{\infty} \frac{q\Delta v_{KB}}{kT} \exp \left(\frac{qV_{KB}}{kT} \right) \end{aligned} \quad (5.196)$$

dacă

$$\Delta v_{KB} \ll \frac{kT}{q} \quad (\text{semnal mic}) \quad (5.197)$$

și $\exp \left(\frac{q\Delta v_{KB}}{kT} \right)$ se poate dezvolta în serie reținînd primii doi termeni. Prin această linearizare obținem o perturbație a concentrației proporțională cu perturbația tensiunii:

$$\Delta p'_n(0) = p_n(0) \cdot \frac{q}{kT} \Delta v_{KB}. \quad (5.198)$$

Acastă modificare a concentrației a purtătorilor minoritari injectați ($x=0$) în bază neutră are următoarele efecte:

— crește panta distribuției (fig. 5.61), deci crește curenții de colector cu o cantitate

$$\Delta i_C = g_m \Delta v_{KB}. \quad (5.199)$$

ceea ce se exprimă printr-un generator de curent comandat în circuitul echivalent din figura 5.62;

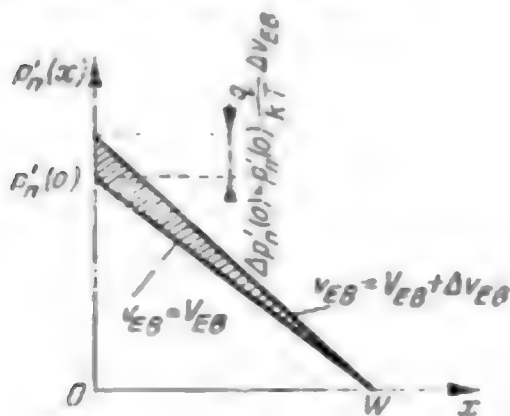


Fig. 5.61

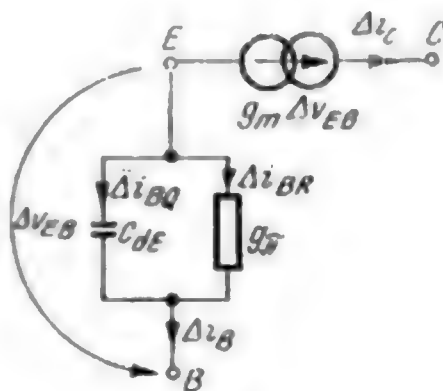


Fig. 5.62

— crește sarcina de purtători minoritari stocată în bază, q_b , cu o cantitate proporțională cu aria hașurată în figura 5.61; se poate scrie relația

$$\Delta q_b = C_{dE} \Delta v_{EB}, \quad (5.200)$$

unde C_{dE} (fig. 5.62) este *capacitatea de difuzie a emitorului* (asociată încărcării bazei prin difuzie peste joncțiunea de emitor). Această capacitate se încarcă printr-un curent de bază

$$\Delta i_{BQ} = \frac{d}{dt} (\Delta q_b) = C_{dE} \frac{d}{dt} (\Delta v_{EB}); \quad (5.201)$$

— crește curentul de bază și datorită necesității susținerii unei recombinări sporite atât în baza neutră, cât și în regiunea neutră a emitorului. Acestui fenomen îi corespunde o conductanță g_n (fig. 5.62)

$$\Delta i_{BR} = g_n \Delta v_{EB}. \quad (5.202)$$

● **Enumărați de semnal mic.** În cele ce urmează vom evalua g_n , g_p și C_{dE} pe baza aproximației triunghiulare pentru distribuția purtătorilor în exces în bază, fără a uita că Δv_{EB} trebuie să nu aibă o variație prea rapidă (se va reveni).

Punte transistorului, g_n . Scriem $i_c = -qA_J D_p \frac{d}{dx} p'_n \cong +qA_J D_p \frac{p'_n(0)}{W}$ și observăm că o perturbatie $\Delta p'_n(0)$ are drept efect (relația 5.198)

$$\Delta i_c = qA_J D_p \frac{p'_n(0)}{W} \cdot \frac{q}{kT} \Delta v_{EB} = \frac{qI_c}{kT} \Delta v_{EB}, \quad (5.203)$$

unde I_c este componenta continuă a curentului de colector. Din (5.199) și (5.203) rezultă

$$g_n = \frac{qI_c}{kT} \quad (5.204)$$

(care a fost de fapt definită și în paragraful 5.1.2). La temperatura camerei, cu $kT/q \cong 0,025$ V, găsim $g_n = 40I_c$, unde g_n se exprimă în mA/V, iar I_c în mA.

Capacitatea de difuzie a emitorului, C_{dE} . Variația sarcinii stocate în exces în baza neutră este (aria hașurată în figura 5.61):

$$\Delta q_b = qA_J \left[\frac{1}{2} \Delta p'_n(0) W \right]. \quad (5.205)$$

Aici vom folosi din nou ecuația (5.198) și vom exprima $p'_n(0)$ în funcție de I_c și apoi de g_n . Se obține

$$\Delta q_b = \frac{qA_J W}{2} \cdot \frac{q \Delta v_{EB}}{kT} \cdot \frac{I_c W}{qA_J D_p} = C_{dE} \Delta v_{EB}, \quad (5.206)$$

unde (relațiile 5.176 și 5.204)

$$C_{dE} = \frac{qI_c}{kT} \cdot \frac{W^2}{2D_p} = g_n \frac{W^2}{2D_p} = g_n \tau_F. \quad (5.207)$$

Dacă revenim la ecuația (5.177) a „metodei sarcinii”, constatăm că Δi_{BQ} (curentul care încarcă capacitatea C_{dB}) corespunde componentei dq_B/dt a curentului de bază ($q_F = q_B$).

Conductanța g_n . În sfârșit, Δi_{BR} , variația curentului de bază care corespunde unei recombinări sporite în regiunile neutre alăturate joncțiunii emitorului, poate fi calculată dacă observăm că ea este asociată primei componente a curentului de bază din ecuația (5.177). Putem scrie

$$\Delta i_{BR} = \frac{\Delta q_F}{\tau_{BF}} = \frac{\Delta q_B}{\tau_{BF}} = \frac{C_{dB} \Delta v_{EB}}{\tau_{BF}}. \quad (5.208)$$

Comparând relațiile (5.179), (5.202), (5.207) și (5.208), obținem

$$g_n = \frac{C_{dB}}{\tau_{BF}} = \frac{g_n \tau_F}{\tau_{BF}} = \frac{g_F}{\beta_n}. \quad (5.209)$$

Constatăm astfel cum ecuațiile (5.176) și (5.177) se transformă în ecuațiile „de semnal mic”:

$$\Delta i_C = \frac{\Delta q_F}{\tau_F} = \frac{\Delta q_B}{\tau_F} = \frac{C_{dB} \Delta v_{FB}}{\tau_F} = g_n \Delta v_{EB}; \quad (5.210)$$

$$\Delta i_E = \frac{\Delta q_B}{\tau_{FB}} + \frac{d}{dt} (\Delta q_B) = g_n \Delta v_{EB} + C_{dB} \frac{d}{dt} (\Delta v_{EB}), \quad (5.211)$$

care definesc circuitul echivalent din figura 5.62.

○ **Prezintă.** Modelul dezvoltat în acest paragraf este un caz particular (liniarizat pentru semnale mici) al modelului dezvoltat în paragrafele 5.7.2 și 5.7.3.

5.8.2. Completarea circuitului echivalent al tranzistorului

● Reluând ecuațiile (5.187) și (5.188) care țin seama și de sarcina stocată în regiunile de barieră, putem scrie

$$\Delta i_C = g_n \Delta v_{EB} - C_{ic} \frac{d}{dt} (\Delta v_{CB}); \quad (5.212)$$

$$\begin{aligned} \Delta i_E = g_n \Delta v_{EB} + C_{dB} \frac{d}{dt} (\Delta v_{EB}) + C_{ic} \frac{d}{dt} (\Delta v_{EB}) + \\ + C_{ic} \frac{d}{dt} (\Delta v_{CB}). \end{aligned} \quad (5.213)$$

Circuitul din figura 5.62, a a fost redesenat în figura 5.63 completat cu C_{dB} , C_{ic} . Același circuit este redesenat în figura 5.64 așezat puțin altfel (sugerînd conexiunea emitor comun). Semnalele electrice din circuit sînt reprezentate acum sub formă de fazori (mărimi complexe).

● O altă completare a modelului de semnal mic al tranzistorului este legată de luarea în considerare a efectelor care le produce modularea grosimii bazei efective. Unul dintre aceste efecte este de pildă apariția unei conductanțe de ieșire între colector și emitor (generatorul de curent

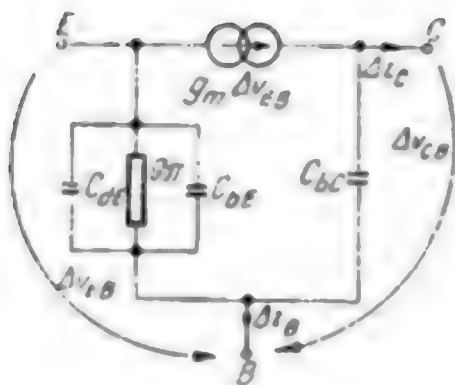


Fig. 5.63

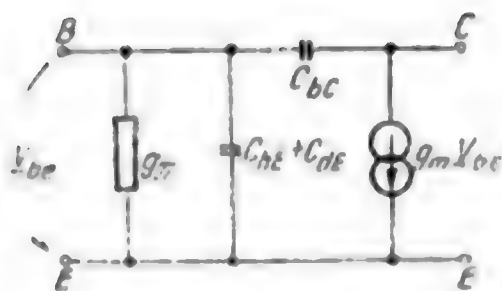


Fig. 5.64

capătă o rezistență internă). Și acest fenomen (a cărui discuție o amânăm pentru paragraful următor) face parte dintre acelea pe care le considerăm legate în mod esențial de funcționarea tranzistorului: ele corespund așa-numitului *tranzistor intern*.

● Există însă și **elemente extrinseci**, asociate particularităților constructive ale tranzistorului. Unul dintre aceste elemente este *rezistența bazei*, care corespunde (după cum am mai arătat) căderii de tensiune transversale pe zona rezistivă și îngustă a bazei (fig. 5.65). Datorită acestei rezistențe polarizarea directă a joncțiunii emitorului este mai slabă în planul median al dispozitivului decât pe regiunile exterioare ale joncțiunii emitor-bază. De aici rezultă o distribuție neuniformă a curentului de goluri care curge longitudinal de la emitor la colector. Curentul va fi aglomerat spre regiunile exterioare ale bazei (la marginea emitorului). Fenomenul este cu atât mai preguant cu cât tranzistorul lucrează la curenți mai mari (căderea de tensiune-transversală este mai importantă).

Aglomerarea curentului de emitor nu poate fi inclusă în modelul unidimensional. Efectul căderii de tensiune transversale este modelat rudi-

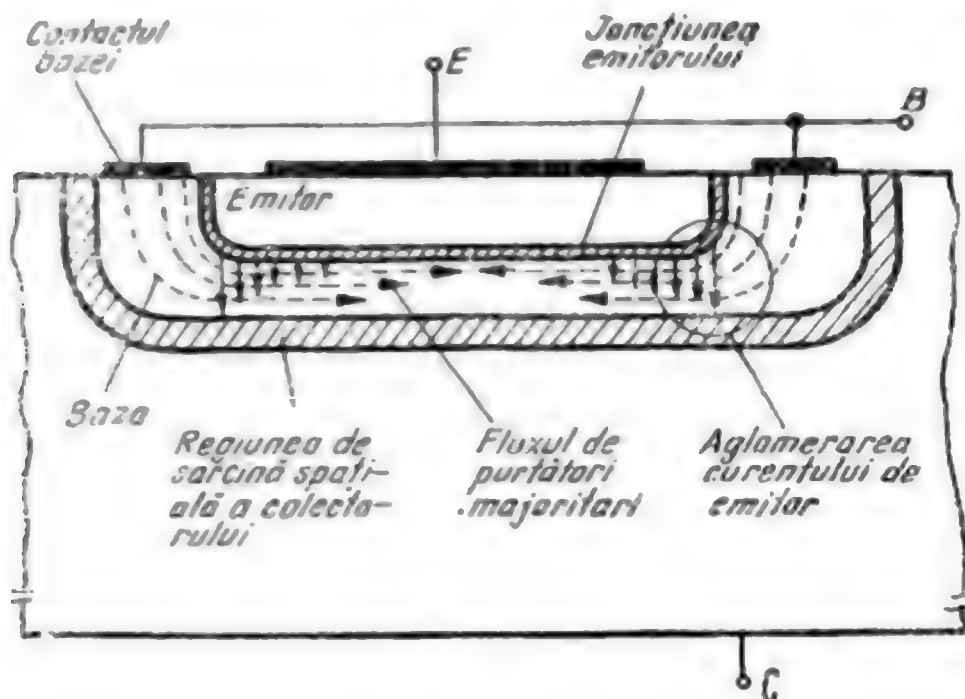


Fig. 5.65

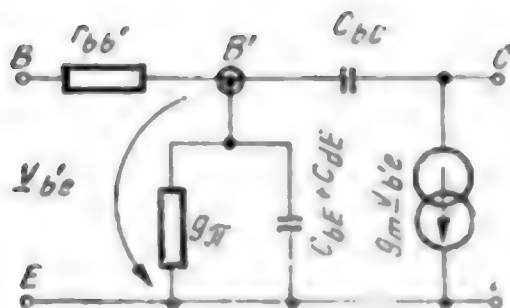


Fig. 5.66

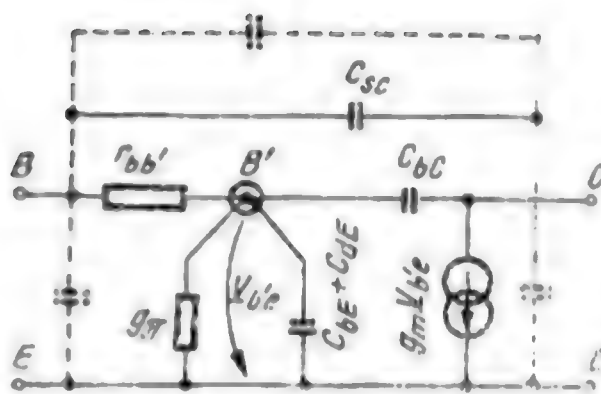


Fig. 5.67

mentar cu o rezistență $r_{bb'}$ introdusă în circuitul echivalent între bază și un punct fictiv B' (o bază „internă”), ca în figura 5.66. De fapt, rezistența bazei cuprinde în serie o rezistență extrinsecă (corespunzătoare bazei neacoperite de emitor) și alta distribuită (corespunzătoare zonei active a bazei)*.

Figura 5.65 mai sugerează că și capacitatea-colector-bază trebuie să se împartă în două. Capacitatea C_{bc} corespunde de fapt regiunii active a bazei și ea se încarcă prin $r_{bb'}$. În afară de aceasta mai există o capacitate de sarcină spațială a colectorului extrinsecă C_{sc} , care corespunde acelei părți a colectorului situate în afara regiunii active, adică direct sub bază. Această capacitate se numește capacitate de suprapunere (overlap) și se conectează în schemă direct la borna exterioară (fig. 5.67).

De fapt, între toate perechile de borne exterioare apar capacități parazite (reprezentate cu linie întreruptă).

5.8.3. Efectul modulării grosimii bazei

Considerăm în continuare un tranzistor pnp polarizat în regiunea activă normală. Densitatea purtătorilor minoritari în exces la jonctiunea colectorului va fi considerată în continuare nulă ($p'_n(W) \approx 0$). Se va considera însă $W = W(v_{CB})$ (paragraful 5.3.4). Efectul variației lui W cu v_{CB} este ilustrat în figura 5.68, a.

Distribuția triunghiulară este reluată în figura 5.68, b. Se sugerează că în locul variației reale a lui W cu v_{CB} se poate presupune că W rămâne constant, iar concentrația $p'_n(W)$ se modifică cu $\Delta p'_n(W)$. Aici ($\Delta W \ll W$)

$$\frac{\Delta p'_n(W)}{\Delta W} = \frac{p'_n(0)}{W + \Delta W} \approx \frac{p'_n(0)}{W}, \quad (5.214)$$

de unde rezultă $\Delta p'_n(W)$. Într-adevăr, panta distribuției fictive este aceeași cu cea a distribuției reale. O eroare se face în evaluarea variației sarcinii

* Rezistența incrementală (de semnal mic) diferă de rezistența de curent continuu (este mai mică), deoarece aceasta din urmă depinde de curent (scade cu creșterea curentului). De asemenea, $r_{bb'}$ nu este constantă cu frecvența.

totale injectate în bază (fig. 5.68, b) dar sarcina neglijată (aria dublu hașurată) este o mărime mică, de ordinul al doilea în raport cu ΔW . Pentru mici variații Δv_{CB} *

$$\Delta W = \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} \Delta v_{CB} \quad (5.215)$$

și

$$\begin{aligned} p'_n(W) &= \frac{p'_n(0)}{W} \Delta W = \\ &= \frac{p'_n(0)}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} \Delta v_{CB}. \end{aligned} \quad (5.216)$$

Acest rezultat va fi comparat cu formula (5.198). Putem scrie

$$p'_n(W) = p'_n(0) \frac{q}{kT} \left(\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} \right). \quad (5.217)$$

$$\Delta v_{CB} = p'_n(0) \frac{q}{kT} \eta \Delta v_{CB}.$$

unde

$$\eta = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} > 0 \quad (5.218)$$

este *factorul de modulare a grosimii bazei*. Se poate afirma că efectul variației tensiunii de colector (Δv_{CB}) este similar cu cel al variației tensiunii de emitor (Δv_{EB}), dar este multiplicat cu factorul η . Acest factor este mult subunitar (cuprins între 10^{-4} și 10^{-3}). Ca urmare, *efectul variației tensiunii de colector asupra distribuției purtătorilor în bază este sensibil mai mic decât cel al tensiunii de emitor*. Primul efect devine comparabil cu ultimul numai dacă Δv_{CB} este foarte mare în raport cu Δv_{EB} și anume amplificarea în tensiune este mare, comparabilă cu $1/\eta$.

În condiții de semnal mic ($\Delta v_{EB} \ll kT/q$ și $\Delta W \ll W$) efectul lui Δv_{EB} și cel al lui Δv_{CB} se combină liniar. Astfel variația curentului de colector (modificarea pantei distribuției) este

$$\Delta i_C \simeq \frac{q A_J D_p}{W} [\Delta p'_n(0) - \Delta p'_n(W)] = \frac{q A_J D_p}{W} \cdot \frac{q}{kT} (\Delta v_{EB} - \Delta v_{CB}) = \quad (5.219)$$

$$= \frac{q}{kT} I_C (\Delta v_{EB} - \eta \Delta v_{CB}) = g_m \Delta v_{EB} - \eta g_m \Delta v_{CB}.$$

* De această dată variațiile nu mai trebuie să fie mici față de kT/q , ci este vorba de aproximarea curbei $W = W(v_{CB})$ prin tangentă.

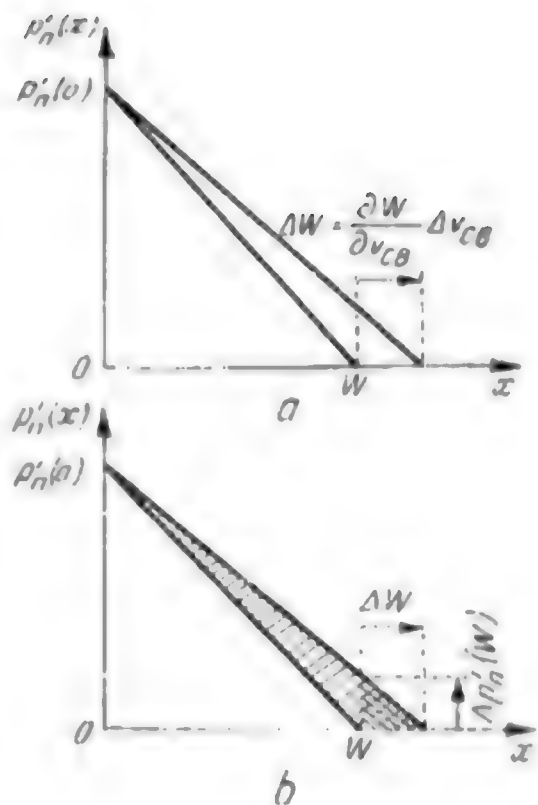


Fig. 5.68

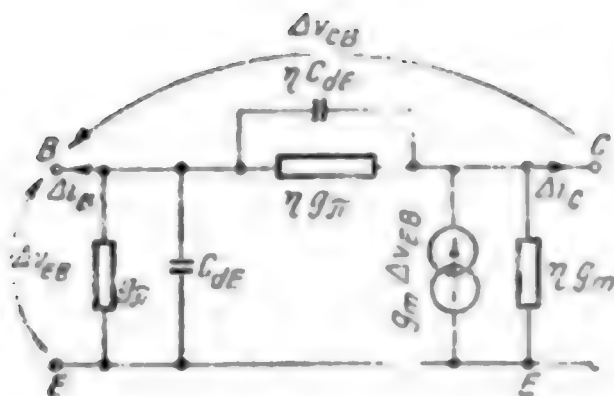


Fig. 5.68

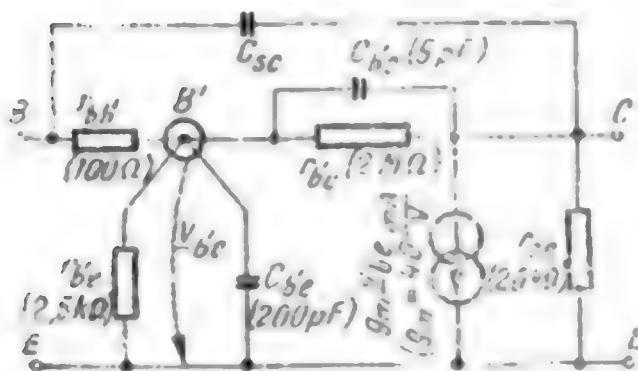


Fig. 5.70

În mod similar se modifică aria delimitată de distribuție (sarcina totală stocată în bază). Ecuația (5.211) se va înlocui cu

$$\Delta i_b = g_{\pi} \Delta v_{BE} + C_{dE} \frac{d}{dt} (\Delta v_{BE}) + \eta g_m \Delta v_{CB} + \eta C_{dE} \frac{d}{dt} (\Delta v_{CB}). \quad (5.220)$$

Circuitul echivalent din figura 5.62 va fi înlocuit cu cel din figura 5.69. Aici nu sînt modelate decît exclusiv fenomenele din regiunile neutre.

Circuitul echivalent complet trebuie să includă de asemenea r_{bb} , C_{dE} , C_{dC} , precum și C_{sc} (fig. 5.67). Ținînd seama și de modularea grosimii bazei (fig. 5.68), obținem circuitul echivalent complet din figura 5.70. Aici, pentru simplificare, am făcut noi notații, și anume

$$\frac{1}{r_{\pi}} = g_{\pi} \equiv g_{v_e}; \quad (5.221)$$

$$C_{v_e} = C_{dE} + C_{dC} \approx C_{dE}; \quad (5.222)$$

$$C_{v_c} = \eta C_{dE} + C_{dC} \approx C_{dC}; \quad (5.223)$$

$$g_{v_e} = \eta g_{v_e} = \frac{1}{r_{v_e}}; \quad (5.224)$$

$$g_{v_c} = \eta g_{v_c} = \frac{1}{r_{v_c}}. \quad (5.225)$$

În relația (5.221) am neglijat capacitatea de barieră față de cea de difuzie deoarece joncțiunea emitorului este puternic deschisă. În relația (5.223), dimpotrivă, capacitatea de barieră C_{dC} predomină.

Tot pe figura 5.70 apar și valori reprezentative ale parametrilor pentru un tranzistor de mică putere cu siliciu ($I_C = 1$ mA).

○ **Notă.** Circuitul echivalent al tranzistorului npn este exact același.

Circuitul echivalent prezentat se numește *circuit echivalent natural* deoarece elementele sale au fost deduse în strînsă legătură cu fenomenele fizice care au loc în dispozitiv.

Dependența principalilor parametri ai circuitului echivalent natural de condițiile de lucru (punct static de funcționare, temperatură) este discutată în Anexa 5.3.

* Mai poartă și numele de circuit echivalent de tip Guacoletto.

5.9. EXEMPLE DE UTILIZARE A CIRCUITULUI ECHIVALENT LA FRECVENȚE JOASE

5.9.1. Etaj de amplificare cu emitorul comun

Figura 5.71, *a* arată un etaj EC, figura 5.71, *b* — caracteristica de transfer $i_c = i_c(v_{BE})$ a tranzistorului, iar figura 5.71, *c* — caracteristica de transfer $v_o = v_o(v_i)$ a etajului unde v_o este tensiunea de ieșire. Presupunem că

$$v_i(t) = V_I + v_s(t), \quad (5.226)$$

unde V_I este componenta continuă, iar $v_s(t)$ — componenta variabilă a tensiunii de la intrarea etajului.

Răspunsul în curent continuu ($v_s(t) \rightarrow 0$) se deduce ușor de pe caracteristica de transfer $V_O = v_o(V_I)$ (fig. 5.71, *c*).

Răspunsul $v_o(t)$ ar putea fi dedus punct cu punct de pe caracteristica de transfer. Procedeu grafic este greoi, în special pentru circuite mai complicate. Calculul analitic este și el dificil datorită neliniarității caracteristicilor (sunt necesare tehnici numerice). O situație mai simplă și care se dovedește de considerabilă importanță practică este aceea în care se lucrează într-o zonă limitată a caracteristicii de transfer, zonă care poate fi aproximată printr-un segment de dreaptă.

● Modul de calcul al răspunsului $v_o(t)$ este următorul. Se calculează mai întâi punctul static de funcționare, anulind pentru moment componenta variabilă (semnalul), $v_s(t) = 0$.

În a doua etapă se calculează răspunsul la semnal folosind aproximarea liniară a caracteristicii de transfer în jurul punctului static de funcționare.

De fapt nu este nevoie să determinăm caracteristica de transfer a circuitului ca atare; exact același calcul se poate face aproximând liniar (pentru semnale suficient de mici) caracteristica dispozitivului electronic. Răspunsul liniar al dispozitivului poate fi însă calculat direct pe baza circuitului echivalent.

● Circuitul echivalent la frecvențe joase pentru tranzistorul bipolar este cel din figura 5.72, *a* (au dispărut toate capacitățile din schemă originală). Un calcul simplificat se poate face neglijând rezistențele $r_{be} = -\beta_{ac}^{-1}$ și $r_{ce} = g_{ce}^{-1}$ care corespund modulării grosimii bazei (fig. 5.72, *b*).

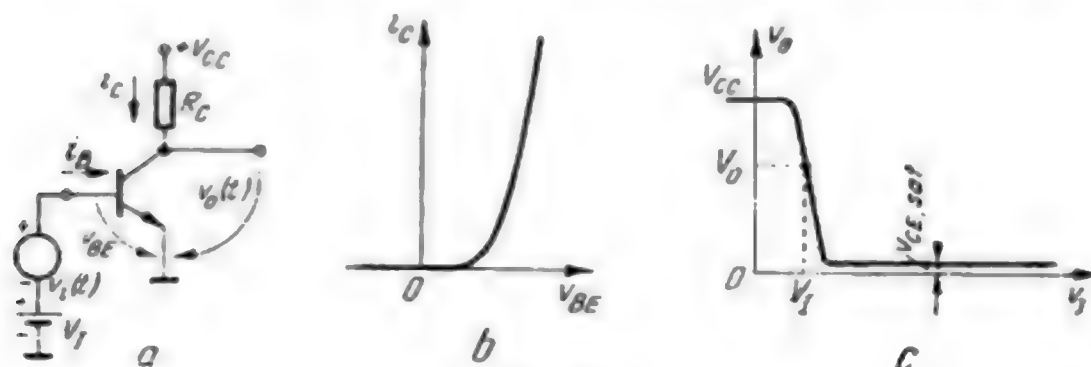


Fig. 5.71

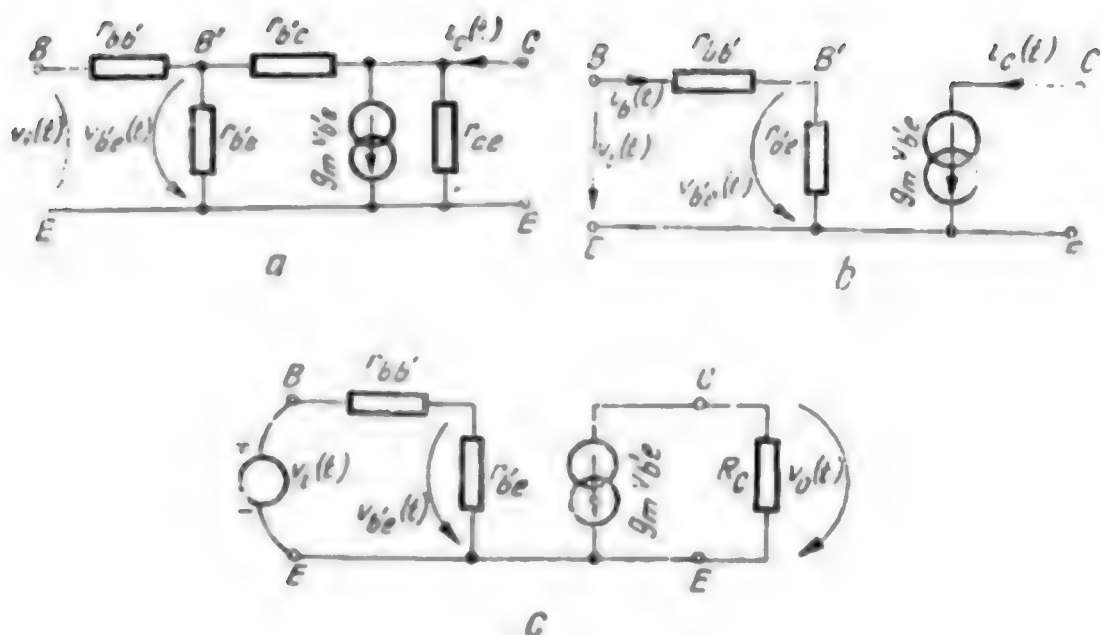


Fig. 5.72

Schema echivalentă de semnal mic pentru întregul circuit din figura 5.71, *a* apare în figura 5.72, *c* (sursa de alimentare V_{CC} este un scurtcircuit pentru semnal). Găsim succesiv

$$v_o(t) = -R_C i_c(t) = -R_C g_m v_{b'e}(t); \quad (5.227)$$

$$v_{b'e}(t) = v_i(t) \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{bb'}} \quad (5.228)$$

și amplificarea în tensiune este

$$A_V = \frac{v_o(t)}{v_i(t)} = - \frac{g_m r_{b'e} R_C}{r_{b'e} + r_{bb'}}. \quad (5.229)$$

Etajul prezentat amplifică și în curent. Va trebui să ne închipuim că circuitul este atacat cu un generator ideal de curent, $i_b(t)$. Avem

$$A_I = \frac{i_c(t)}{i_b(t)} = \frac{g_m v_{b'e}(t)}{g_{b'e} v_{b'e}(t)} = g_m r_{b'e} = \beta_F. \quad (5.230)$$

Potrivit acestui rezultat, amplificarea de curent la semnal mic este identică cu amplificarea de curent la semnal mare. Deși pare perfect normal, acest rezultat este de fapt ... inexact deoarece β_F nu este o constantă, ci depinde de curent, ceea ce face ca amplificarea de semnal mic să difere de β_F . Ignorând deocamdată această diferență, găsim $\beta_F = g_m r_{b'e} = 80 \cdot 0.95 = 76$.

Este ușor de văzut că amplificarea în putere este (semnal sinusoidal)

$$A_P = \frac{\text{putere de semnal debitată în } R_L}{\text{putere generată de sursa de semnal}} = |A_V| |A_I| \quad (5.231)$$

și, în cazul particular considerat mai sus, are valoarea $A_P = 228 \cdot 76 = 17\,328 \approx 1.73 \cdot 10^4$. Amplificarea în putere este enormă (puterea absorbită de la sursa de semnal este cu totul neglijabilă față de cea debitată

de tranzistor în sarcină). Desigur că tranzistorul preia putere de la sursă de curent continuu ($+V_{CC}$) și o transformă în putere de curent alternativ (de semnal).

Pentru a înțelege mai bine lucrurile vom face bilanțul energetic în circuitul de colector. În absența semnalului,

$$V_{CC} = V_{CE} + R_L I_C; \quad (5.232)$$

multiplicând prin I_C găsim

$$\underbrace{V_{CC} I_C}_{\substack{\text{puterea} \\ \text{absorbită} \\ \text{de la sursa} \\ \text{de ali-} \\ \text{mentare}}} = \underbrace{V_{CE} I_C}_{\substack{\text{puterea} \\ \text{disipată} \\ \text{pe} \\ \text{tranzistor}}} + \underbrace{R_L I_C^2}_{\substack{\text{puterea} \\ \text{disipată} \\ \text{pe } R_L}}. \quad (5.233)$$

În prezența semnalului alternativ, puterea de curent alternativ disipată pe R_L (medie pe o perioadă) trebuie să fie $\frac{1}{2} R_L I_c^2$, unde I_c este amplitudinea curentului alternativ de colector. Cum puterea absorbită de la sursă nu poate fi decât tot $V_{CC} I_C$, bilanțul puterilor va fi

$$\underbrace{V_{CC} I_C}_{\substack{\text{Putere} \\ \text{absorbită} \\ \text{de la sursă}}} = \underbrace{V_{CE} I_C}_{\substack{\text{putere disipată pe} \\ \text{tranzistor}}} - \frac{1}{2} R_L I_c^2 + \frac{1}{2} R_L I_c^2 + \underbrace{R_L I_C^2}_{\substack{\text{putere disipată} \\ \text{în } R_L}}. \quad (5.234)$$

ceea ce ne indică faptul că puterea medie disipată pe tranzistor se micșorează la apariția semnalului exact cu puterea de curent alternativ (utilă) debitată în sarcină. Acest fenomen este caracteristic funcționării tranzistorului ca *ventil de comandă* care controlează pur și simplu puterea instantanee pe care sursa de curent continuu o debitează la un moment dat în rezistența de sarcină. Se întuiește ușor că *randamentul transformării puterii absorbite de la sursa de curent continuu în putere de semnal pe sarcină crește cu creșterea amplitudinii semnalului*. Limitarea amplitudinii semnalului va fi discutată în paragraful următor.

5.9.2. Caracteristica dinamică și limitarea amplitudinii semnalului

● În figura 5.73, a apare o schemă mai practică de amplificator cu tranzistor în conexiunea EC. Schema de polarizare este cea din figura 5.29. Generatorul de semnal alternativ are rezistență internă R_G și este separat de etajul propriu-zis printr-o capacitate de blocare a componentei continue (sau de cuplaj), C_B . Sarcina R_L este conectată în colector prin capacitatea C_L . În sfârșit, rezistența R_E (care stabilizează punctul static prin reacție de curent) este *decuplată* în curent alternativ prin capacitatea C_E , de valoare suficient de mare pentru a se comporta ca un scurtcircuit la frecvențele de interes. Și capacitățile de cuplaj C_B și C_L trebuie să se comporte tot ca niște scurtcircuite.

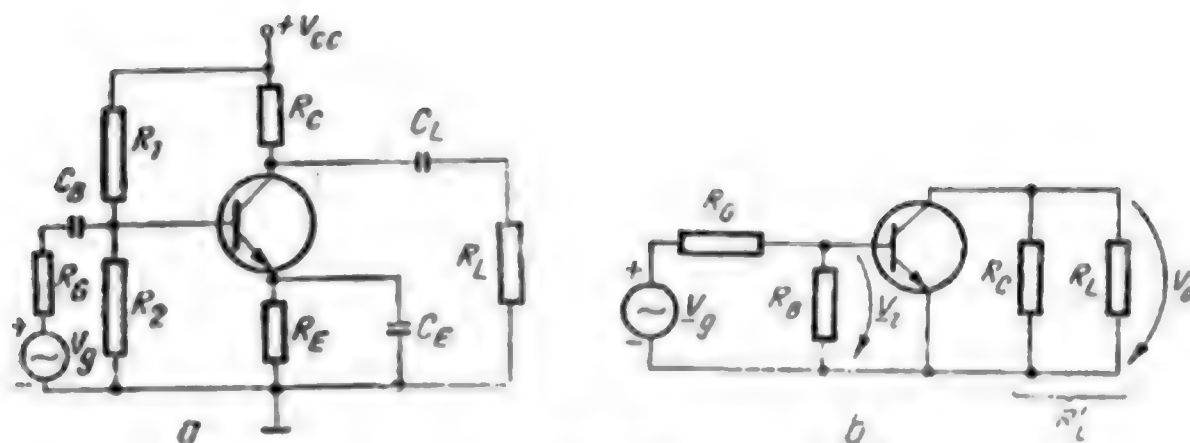


Fig. 5.73

● Schema echivalentă de curent alternativ apare în figura 5.73, b (tranzistorul nu a fost încă înlocuit cu circuitul său echivalent). În acest stadiu putem aplica rezultatul obținut în paragraful precedent, cu unele corecții sau modificări. Sarcina totală în colector va fi

$$R_L' = \frac{R_L R_C}{R_L + R_C} \quad (5.235)$$

în locul lui R_L din formula (5.252). Rezistența echivalentă din bază

$$R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (5.236)$$

ar putea fi înglobată în generator (cu teorema Thévenin), obținind o rezistență

$$R_G' = \frac{R_G R_B}{R_G + R_B}, \quad (5.237)$$

care trebuie adăugată la r_{be} în formula (5.229). Amplificarea A_V calculată cu aceste modificări ar fi de fapt $-V_0/V_g'$ unde

$$V_g' = \frac{R_B}{R_B + R_G} V_g. \quad (5.238)$$

Neglijând pentru simplitate $R_B \gg R_G$, obținem amplificarea de tensiune*

$$A_{V,s} = \frac{V_0}{V_g} \cong - \frac{\beta_m r_{be}}{r_{be} + R_G + r_{be}} \cdot \frac{R_L R_C}{R_L + R_C}. \quad (5.239)$$

Fără îndoială, același rezultat se obține înlocuind tranzistorul cu circuitul său echivalent și efectuind direct calculele.

Se observă că $|A_V|$ este mai mică decât în situația anterioară, deoarece:

— generatorul de tensiune nu este ideal ($R_G \neq 0$) și tensiunea efectiv aplicată la intrarea tranzistorului este mai mică decât cea pe care o poate da generatorul lucrînd în gol;

* Această amplificare este calculată în raport cu tensiunea maximă pe care o poate furniza generatorul de semnal (tensiunea în gol V_g).

- rezistența de sarcină efectivă a tranzistorului este micșorată prin punerea în paralel a sarcinii propriu-zise, R_L , cu rezistența din colector, R_C . Această din urmă rezistență nu poate fi prea mare, deoarece (la un curent I_C dat) crește căderea de tensiune continuă corespunzătoare. Micșorarea curentului de polarizare I_C ar antrena scăderea lui β , etc.

● Figura 5.74 reprezintă dreapta de sarcină statică; aceasta are ecuația

$$V_{CC} = v_{CE} + i_C R_C + i_E R_E \approx v_{CE} + (R_C + R_E) i_C \quad (5.240)$$

(deoarece $i_E \approx i_C$). $\frac{1}{R_C + R_E}$

● Punctul instantaneu de funcționare cu coordonatele $i_C(t)$ și $v_{CE}(t)$ descrie așa-numita **caracteristică dinamică**, care nu mai coincide aici cu dreapta de sarcină statică. Scriem:

$$\begin{aligned} i_C(t) &= I_C + i_e(t); \\ v_{CE}(t) &= V_{CE} + v_{ce}(t). \end{aligned} \quad (5.241)$$

Dacă se liniarizează caracteristicile dispozitivului în jurul punctului static de funcționare (I_C, V_{CE}), atunci valoarea medie a mărimilor electrice (care, bineînțeles, nu depășesc limitele regiunilor liniare considerate) nu depinde de amplitudinea semnalului deci este aceeași ca la semnal zero (punctul mediu de funcționare în regim variabil coincide cu punctul static de funcționare în absența semnalului). În această situație se poate reprezenta locul geometric al punctului instantaneu de funcționare în planul $i_e(t) - v_{ce}(t)$, plan definit de un sistem rectangular de axe paralele cu $i_C - v_{CE}$ și cu origina în punctul static de funcționare. Ecuația **dreptei de sarcină dinamice** din acest nou plan este

$$v_{ce}(t) = -R'_L i_e(t). \quad (5.242)$$

Caracteristica dinamică propriu-zisă este un segment al acestei drepte, segment a cărui lungime depinde de amplitudinea semnalului.

Pentru a delimita caracteristica dinamică este necesar să cunoaștem amplitudinea oscilațiilor semnalului. Să presupunem că acest semnal este sinusoidal. Atunci ar fi posibil să determinăm cu formula (5.242) amplitudinea semnalului de ieșire V_o , care este chiar jumătatea proiecției caracteristicii dinamice pe axa orizontală. Acest mod de calcul, bazat pe liniarizarea caracteristicilor, se poate dovedi însă inadecvat dacă amplitudinea semnalului este relativ mare și se face simțită neliniaritatea caracteristicilor.

Calculul „exact” este, în principiu, calculul pe caracteristici (în practică apar erori datorită reprezentării grafice și interpolării, fără a ne mai referi la faptul că în catalog se dau caracteristici „tipice”, orientative). Dacă admitem spre exemplu ($R_E \gg R_C$)

$$i_e(t) = \frac{[v_e(t) - v_{ce}(t)]}{R_E} \approx \frac{v_e(t)}{R_E}, \quad (5.243)$$

atunci o tensiune $v_e(t)$ sinusoidală determină un $i_e(t)$ aproximativ sinusoidal. Această excitație în curent va da totuși un $i_C(t)$ nedistorsionat

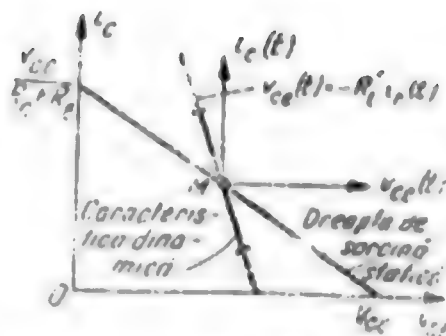


Fig. 5.74

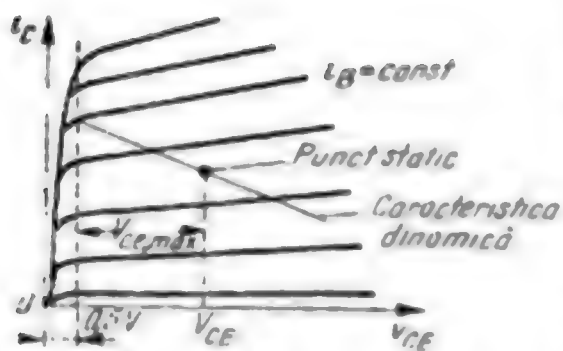


Fig. 5.75

dacă curbele $i_b = \text{const.}$ sînt paralele și echidistante (ceea ce nu este cazul în realitate). În afara acestor distorsiuni pe caracteristicile de ieșire, pot apărea distorsiuni și pe caracteristica de intrare (i_b depinde puternic de v_{BE} și, într-o oarecare măsură, și de v_{CE}). Neliniaritatea caracteristicii de intrare distorsionează însă puțin dacă amplitudinea tensiunii bază-emitor este mică față de kT/q .

● Limitarea amplitudinii semnalului. Deoarece caracteristicile statice

sînt imprecis cunoscute, se preferă să se facă calcule aproximative ignorînd neliniaritatea dispozitivelor. Caracteristicile adesea nici nu se mai desenează. Reprezentarea punctului static de funcționare și a caracteristicii dinamice în planul $i_C - v_{CE}$ „gol” este utilă pentru a determina limitările majore legate de intrarea tranzistorului în *lăiere* (limitare „jos”) sau în *saturație* (limitare „sus”).

Admițînd $i_b(t) = I_b \cos \omega t$ și $v_{ce}(t) = -V_{ce} \cos \omega t$, unde $V_{ce} = R'_L I_b$ (relația 5.242) putem scrie (fig. 5.75)

$$V_{ce, \max} = V_{ce, \max} = V_{CE} - v_{CE, \text{sat}} \quad (5.244)$$

(unde se poate lua, acoperitor, $v_{CE, \text{sat}} = 0,5 \text{ V}$). Această condiție este cerută de necesitatea de a evita saturația.

Pentru a nu se pătrunde în regiunea de blocare (definită aproximativ de $i_C = 0$), impunem $I_{b, \max} = I_C$ sau, din (5.242),

$$V_{ce, \max} = V_{ce, \max} = R'_L I_C \quad (5.245)$$

○ **Concluzie.** Fără îndoială, dintre cele două limite (5.244) și (5.245), limita $V_{ce, \max}$ dictată de necesitatea evitării unor distorsionări grave este dată de cea mai restrictivă dintre cele două condiții.

5.9.3. Alegerea punctului static de funcționare

Proiectarea unui etaj amplificator pune probleme legate de alegerea și stabilizarea punctului static de funcționare, în special dacă tranzistorul lucrează la semnale ceva mai mari.

● Există o regiune de funcționare permisă în planul caracteristicilor de ieșire ale tranzistorului bipolar (conexiune-emitor comun). Această zonă permisă este hașurată în figurile 5.76, *a* și *b* (caracteristici la două scări diferite). Regiunea de funcționare se găsește în regiunea activă normală a tranzistorului, fiind delimitată de: hiperbola de putere disipată maximă; tensiunea de colector maximă, $V_{CE, \max}$, aleasă sub tensiunea de susținere (paragraful 5.5.6); valoarea maximă a lui I_C (care de regulă nu este o limită absolută, ci un mijloc convenabil de a delimita regiunea permisă).

Restul graniței regiunii de funcționare coincide cu limitele regiunii active normale. În particular se poate impune o limită la $V_{CE} = 0,5 \text{ V}$ pentru a ne asigura că tranzistorul nu este saturat.

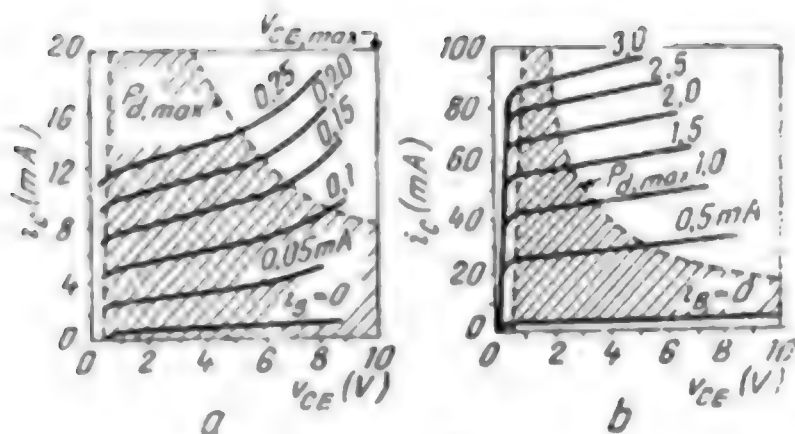


Fig. 5.76

● În interiorul zonei permise amplasarea punctului de funcționare se stabilește pe baza următoarelor considerente :

- evitarea disipării unei puteri mai mari decât cea limită ;
- asigurarea stabilității și/sau reproductibilității amplificării/semnalului de la ieșire ;

- evitarea unei distorsionări prea mari a semnalului.

Concomitent, alegerea punctului de funcționare pe dreapta de sarcină statică trebuie să asigure evitarea ambalării termice.

● Deoarece parametrii circuitului echivalent de semnal mic depind de curentul și tensiunea de colector (pentru detalii, a se vedea mai departe), este necesară stabilizarea punctului static de funcționare în planul caracteristicilor. Aceasta nu înseamnă însă asigurarea independenței parametrilor de temperatura de lucru (panta $g_{ce} = \partial I_c / \partial T$ depinde explicit de temperatură, nu numai prin intermediul lui I_c).

Desigur, stabilizarea punctului static de funcționare în planul caracteristicilor este recomandabilă nu numai pentru reducerea efectului variației temperaturii, ci și pentru reducerea efectului dispersiei parametrilor de la un exemplar la altul (același tip de tranzistor).

● De fapt, trebuie să avem în vedere nu numai amplasarea punctului static de funcționare, ci a întregii caracteristici dinamice. Aceasta trebuie să fie situată în întregime în interiorul regiunii permise (nu se admite ca puterea disipată instantanee să depășească puterea maximă). Această restricție este acoperitoare. Cazul cel mai nefavorabil este cel al semnalelor foarte lente ; temperatura semiconductorului are oscilații urmărind variația puterii instantanee.

Amplasarea caracteristicii dinamice (concomitent cu stabilizarea punctului de funcționare) este importantă pentru reducerea distorsiunilor (se poate alege o zonă mai liniară din planul caracteristicilor statice). Esențială este evitarea distorsionării grosiere a semnalului prin pătrunderea în tăiere sau în saturație. În context se pune problema limitelor între care poate varia curentul de colector astfel încât să se asigure o anumită amplitudine maximă a semnalului la ieșire.

Figura 5.77 ilustrează modul de determinare a limitelor curentului de colector, I_c . Ne referim la circuitul din figura 5.73 unde, pentru simplitate, considerăm $R_L \rightarrow \infty$.

Figura 5.77, a este destinată evaluării curentului minim de colector, iar caracteristicile tranzistorului trebuie să corespundă temperaturii minime

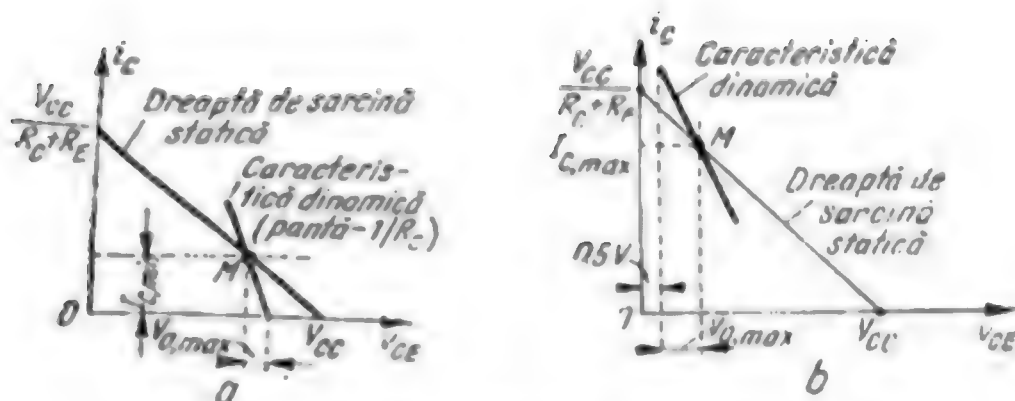


Fig. 5.77

de lucru (curentul crește cu temperatura, paragraful 5.6.2). Caracteristica dinamică este limitată inferior de axa orizontală (tăiere). Dacă $V_{0,max}$ este amplitudinea maximă impusă, atunci

$$I_c > I_{c,min} = \frac{V_{0,max}}{R_c} \quad (5.246)$$

Curentul maxim de lucru se determină de pe figura 5.77, b (caracteristicile — pentru temperatura maximă de lucru), luând $V_{ce} = 0,5$ V ca limitare pentru evitarea saturației. Se obține

$$I_c < I_{c,max} = \frac{V_{cc} - (V_{0,max} + 0,5)}{R_c + R_E} \quad (5.247)$$

○ **Notă.** Alegerea punctului static de funcționare se poate face similar și atunci cînd trebuie să se țină seama nu de variația temperaturii, ci de dispersia parametrilor. De data aceasta variațiile lui β_F și v_{BE} nu mai sînt corelate. Proiectarea se face pe baza cazurilor celor mai nefavorabile. Deoarece creșterea maximă a lui I_c se obține tot atunci cînd β_F crește și v_{BE} scade, se poate folosi mai departe în proiectare ecuația (5.156), unde $\beta_F(T_1)$ și $\beta_F(T_2)$ trebuie interpretate ca valoare maximă și respectiv minimă a lui β_F etc.

5.9.4. Analiza regimului dinamic la semnale mici al unui circuit cu tranzistoare

Pentru a exemplifica analiza liniară (de semnale mici) a unui circuit cu mai multe tranzistoare vom folosi amplificatorul cu cuplaj pe emitor din figura 5.78, a.

● **Prima etapă** (preliminară) este cea a analizei de curent continuu. V_{CE} și R_E formează un generator de curent continuu

$$I = \frac{V_{EE} - v_{BE}}{R_{EE}} \quad (5.248)$$

curent care se divide în mod aproximativ egal între tranzistoarele T_1 și T_2 presupuse identice ($I_{C1} = I_{C2} = I/2$). Dacă $R_E I/2 < V_{CE}$, atunci ambele tranzistoare lucrează în regiunea activă normală și principalii parametri

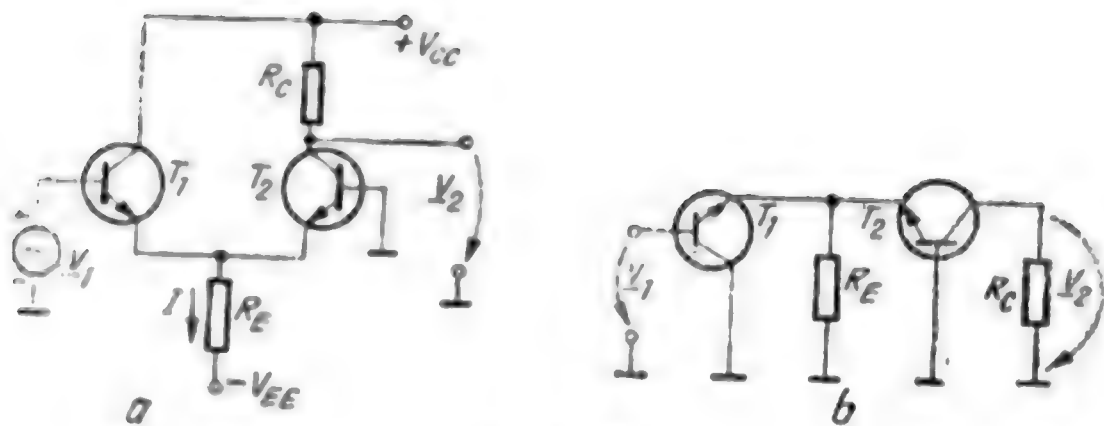


Fig. 5.78

sint identici, tensiunea de colector are un efect slab asupra unor parametri pe care de altfel li vom neglija).

● A doua etapă constă în desenarea schemei de curent alternativ a circuitului prin înlocuirea surselor de tensiune continuă cu scurtcircuite (fig. 5.78, b). Dacă schema conține și condensatoare de cuplaj sau de decuplare, atunci și ele se înlocuiesc cu scurtcircuite, cu condiția ca frecvența de lucru să fie suficient de mare.

Dacă nu sînt satisfăcute condiții speciale de acest tip, atunci se lasă elementele de circuit care contează în curent alternativ pur și simplu ca atare.

A doua etapă este complet parcursă dacă și tranzistoarele se înlocuiesc cu propriile circuite echivalente. Această înlocuire a fost făcută abia în figura 5.79. Avem în vedere o funcționare la frecvențe relativ joase și

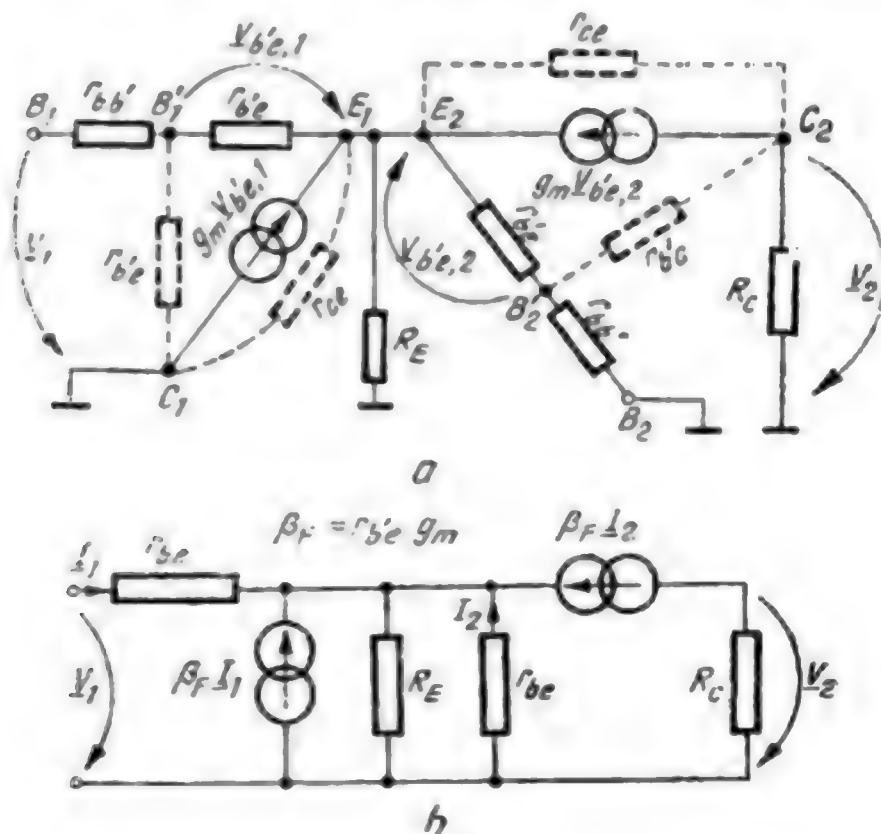


Fig. 5.79

capacitățile circuitului echivalent nu apar în schemă. Există de asemenea rezistențe ale circuitului echivalent (r_{ce} și r_{be}) care adesea se pot neglija (paragraful 5.9.1) și le-am reprezentat punctat. Eventual putem să ținem seama de efectul lor după ce am făcut un prim calcul și ne-am familiarizat cu proprietățile circuitului. \square

● În a treia etapă se trece la calcul pe schema echivalentă a întregului circuit pentru a determina un parametru cerut, de pildă amplificarea în tensiune $A_V = V_2/V_1$. Pentru aceasta se vor aplica teoremele cunoscute din studiul circuitelor de curent alternativ (Kirchhoff, Thévenin, Norton). Elementele de circuit caracteristice schemelor electronice (echivalente) sînt *generatoarele comandate*, ceea ce nu schimbă cu nimic modul de calcul.

De regulă, aplicarea metodei curenților ciclici sau a metodei potențialelor la noduri nu prezintă avantaje deosebite. Aproape niciodată nu ne interesează toate mărimile electrice din circuit și atunci *calculăm mărimea sau determinăm relația* căutată „din aproape în aproape”.

În circuitul din figura 5.79,a găsim $A_V = V_2/V_1$ căutînd o relație de forma $V_2 = \text{const} \times V_1$. Putem scrie:

$$V_2 = -R_C \beta_F I_2, \quad \beta_F = g_m r_{be}; \quad (5.249)$$

$$V_1 = r_{be}(I_1 - I_2); \quad (5.250)$$

$$r_{be} I_2 + R_E(\beta_F + 1)(I_1 + I_2) = 0 \quad (5.251)$$

și eliminăm pe I_1 și I_2 obținînd

$$A_V = \frac{\beta_F(\beta_F + 1)R_E R_C}{r_{be}[r_{be} + 2R_E(\beta_F + 1)]}. \quad (5.252)$$

Un rezultat interesant se obține atunci cînd în emitorul comun se folosește un generator ideal de curent. Scriem

$$\lim_{R_E \rightarrow \infty} A_V = \frac{\beta_F R_C}{2r_{be}}. \quad (5.253)$$

Practic același rezultat se obține atunci cînd

$$2R_E(\beta_F + 1) \gg r_{be}, \quad (5.254)$$

condiție care este ușor de satisfăcut.

5.9.5. Teorema Miller și duala sa

O analiză mai exactă a amplificatorului din figura 5.79 (care ia în considerare și elementele desenate punctat în schema echivalentă din figura 5.80) este mai greoaie din punctul de vedere al manipulării ecuațiilor. Există situații în care vrem să estimăm efectul unor elemente de circuit fără a face neapărat un calcul analitic complet.

În acest mod am procedat de altfel în paragraful 5.9.1, cînd am evaluat efectul lui r_{be} folosind amplificarea etajului calculată cu simplificarea $r_{be} \rightarrow \infty$ (și $r_{ce} \rightarrow \infty$).

● **Teorema Miller** permite evaluarea efectului unei impedanțe Z conectate între nodurile 1 și 2 ale unui circuit asupra curenților din aceste noduri

atunci cînd se cunoaște amplificarea în tensiune relativă la nodurile respective, și anume (fig. 5.81, a)

$$\underline{K} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \approx \text{const, independent de } \underline{Z}. \quad (5.255)$$

Curentul I_1 care iese din nodul 1 și curge prin impedanța \underline{Z} se poate scrie

$$I_1 = \frac{\underline{V}_1 - \underline{V}_3}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_1(1 - \underline{K})}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{Z}_1}, \quad (5.256)$$

unde

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{Z}}{1 - \underline{K}}. \quad (5.257)$$

Ca urmare, dacă conectăm \underline{Z}_1 între nodul 1 și nodul de referință, prin această impedanță se va scurge același curent I_1 , care circulă prin \underline{Z} în circuitul original (fig. 5.81, b). Ca urmare, privind de la bornele de intrare putem echivala efectul lui \underline{Z} cu efectul lui \underline{Z}_1 , conectat așa cum se indică în figura 5.81, b. Similar, privind de la bornele de ieșire, efectul lui \underline{Z} poate fi echivalat cu \underline{Z}_2 (fig. 5.81, b), care este parcursă de același curent, I_2 :

$$\underline{Z}_2 = \frac{\underline{V}_2}{I_2} = \frac{\underline{V}_2}{(\underline{V}_2 - \underline{V}_1)/\underline{Z}} = \frac{\underline{Z}\underline{K}}{\underline{K} - 1}. \quad (5.258)$$

○ **Precizare.** Teorema lui Miller este conținută în figura 5.81 și ecuațiile (5.257), (5.258). Ea este utilă numai dacă se poate estima separat \underline{K} .

Figura 5.82 arată cum se aplică teorema unui etaj EC care are baza polarizată printr-o rezistență de valoare mare, R_b (fig. 5.82, a). Într-o primă aproximație această rezistență nu afectează $\underline{A}_v = \underline{V}_2/\underline{V}_1 = \text{real} < 0$ (și $|\underline{A}_v| \gg 1$). În aproximația următoare sarcina etajului poate fi corectată cu $R_b/(1 - \underline{A}_v^{-1}) \approx R_b \gg R_c$ și se recalculează \underline{A}_v . Rezistența de intrare a tranzistorului se modifică prin punerea în paralel a rezistenței $R_b/(1 - \underline{A}_v)$ (fig. 5.82, b).

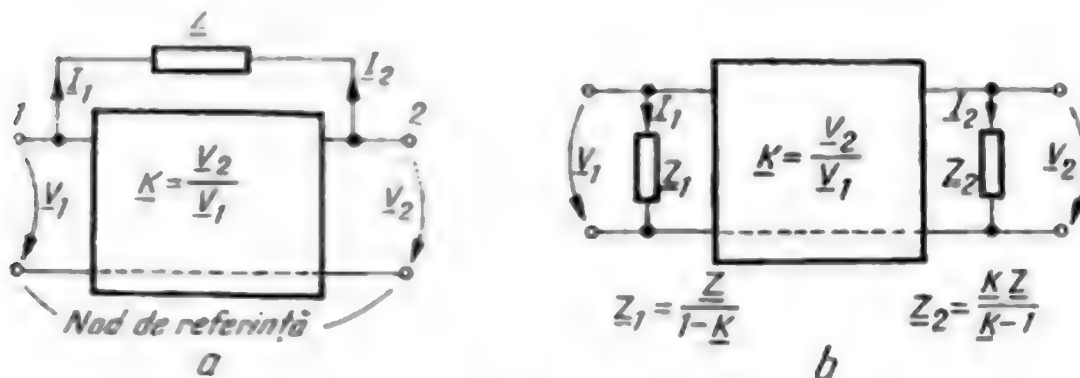


Fig. 5.81

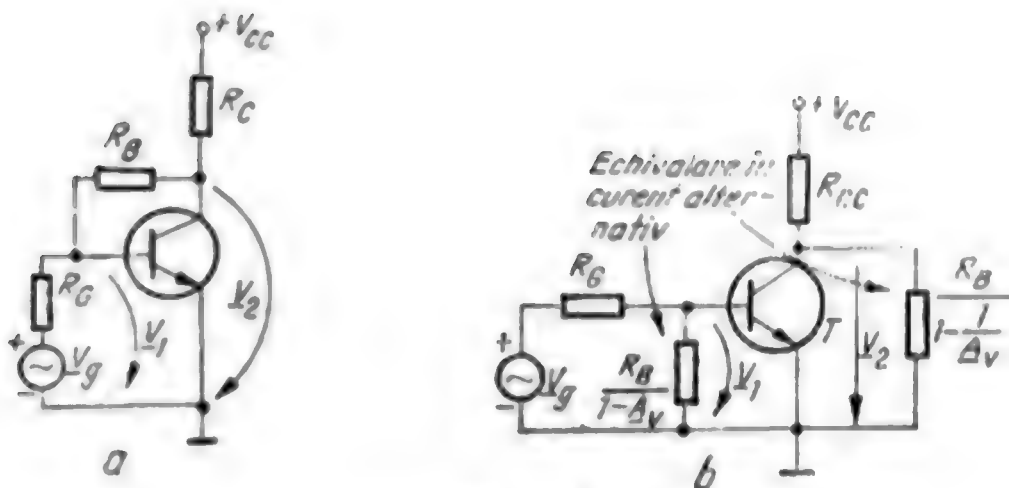


Fig. 5.82

● Duala teoremei lui Miller este prezentată cu referire la figura 5.83. Se consideră un circuit și nodurile 1, 2 și 3. Între nodul 3 și nodul de referință este conectată impedanța Z care este comună la două bucle, așa cum se arată în figura 5.83, a. Se postulează că raportul $A_1 = -I_2/I_1$ este cunoscut. Circuitul din figura 5.83, b este echivalent cu primul din punctul de vedere al teoremei a doua a lui Kirchhoff aplicată ochiurilor parcurse de I_1 și I_2 . În aceste ochiuri s-au amplasat

$$Z_1 = \frac{Z(I_1 + I_2)}{I_1} = Z(1 - A_1), \quad A_1 = -\frac{I_2}{I_1} \quad (5.259)$$

și respectiv

$$Z_2 = \frac{Z(I_1 + I_2)}{I_2} = Z \frac{A_1 - 1}{A_1} \quad (5.260)$$

Duala teoremei lui Miller constă în echivalarea din figura 5.83 și în relațiile (5.259) și (5.260).

Un exemplu de aplicare a acestei teoreme apare în figura 5.84. În figura 5.84, a este reprezentat un etaj EC care are rezistența R_E nedecuplată în curent alternativ, iar în figura 5.84, b — schema echivalentă în curent alternativ. Dacă I_1 este curentul de bază, atunci curentul prin circuitul de colector este $I_2 = \beta_F I_1$ ($\beta_F = g_m r_{be}$, se neglijează r_{ce} și r_{be}). Rezistența adăugată pe ochiul de ieșire este $(\beta_F + 1) R_E / \beta_F \approx R_E$. Rezis-

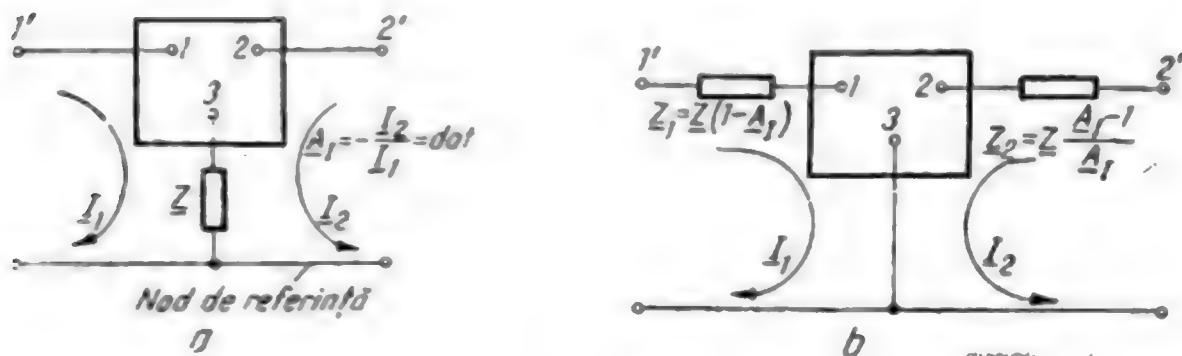


Fig. 5.83

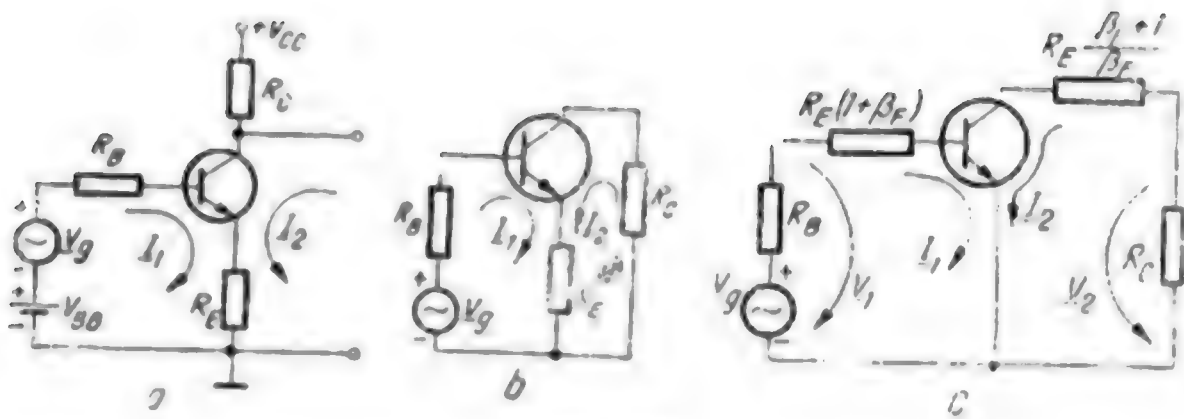


Fig. 5.84

tență adăugată pe ochiul de intrare (fig. 5.84.c) este $R_B(1 + \beta_F)$ și cu mărște considerabil rezistența de iniare pe care o oferă etajul. De fapt $V_1 \cong R_B(1 + \beta_F) I_1$, $V_2 = -R_C I_2 = -R_C \beta_F I_1$, de unde rezultă ($\beta_F \gg 1$) $A_V = V_2/V_1 \cong -R_C/R_B$.

5.10. TRANZISTORUL LA ÎNALTĂ FRECVENȚĂ

5.10.1. Amplificarea de curent în scurtcircuit (conexiunea emitor comun)

La frecvențe înalte comportarea tranzistorului va fi afectată de capacitățile din circuitul echivalent (fig. 5.67). În cele ce urmează vom considera un etaj EC, cu sarcină rezistivă, R_L . Circuitul echivalent este reprezentat în figura 5.85. Calculăm amplificarea în curent cu ieșirea în scurtcircuit ($R_L = 0$). Circuitul pe care se face calculul este cel din figura 5.86. g_{v_e} apare în paralel cu g_{v_c} și se neglijează ($g_{v_e} \ll g_{v_c}$). Faptul că și curentul injectat prin g_{v_e} și C_{v_e} la ieșire se poate neglija va fi dovedit mai târziu.

● Curentul prin sarcină este $I_L \cong g_m V_{v_e}$, unde

$$V_{v_e} = \frac{I_i}{g_{v_e} + j\omega(C_{v_e} + C_{v_c})}, \quad (5.261)$$

iar amplificarea în scurtcircuit, notată tradițional și cu β , este

$$A_I = \frac{I_L}{I_i} = \frac{g_m}{g_{v_e} + j\omega(C_{v_e} + C_{v_c})} = \beta. \quad (5.262)$$

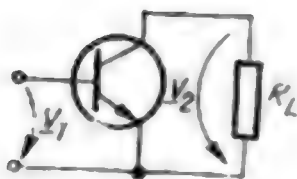


Fig. 5.85

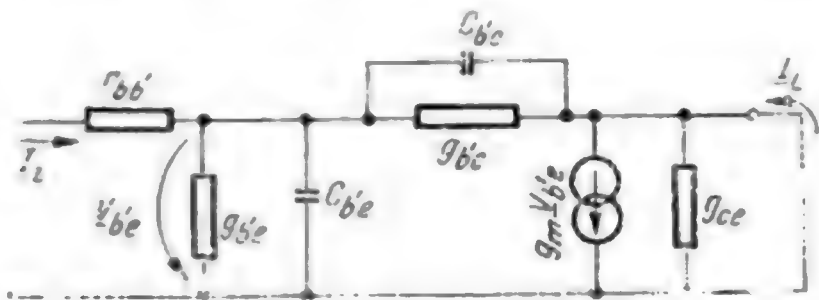


Fig. 5.86

● Amplificarea la frecvențe joase ($\omega \rightarrow 0$) este*

$$A_I(0) = g_m r_{ve} = \beta_F = \beta_0$$

iar variația cu frecvența a amplificării în curent *normală* la valoarea sa de la joasă frecvență este

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{A}_I(j\omega)}{\underline{A}_I(0)} = \frac{1}{1 + j\left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right)} = \frac{\beta(j\omega)}{\beta_0} = \underline{\beta}, \quad (5.263)$$

unde

$$f_\beta = \frac{\omega_\beta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{m0}}{(C_{ve} + C_{vs})} \quad (5.264)$$

este frecvența la care modulul amplificării în curent scade la $1/\sqrt{2} = 0,707$ din valoarea sa de la joasă frecvență**. Revenind la schema din figura 5.86 și la relația (5.261), explicăm scăderea amplificării prin reducerea tensiunii V_{ce} , care comandă generatorul de curent (la $I_E = \text{const.}$) datorită efectului de scurtcircuitare pe care îl provoacă capacitatea de intrare

$$C_i = C_{ve} + C_{vs} \cong C_{vs}. \quad (5.265)$$

Deoarece $C_{ve} \ll C_{vs}$, constanta de timp $r_{ve}C_i$, care determină frecvența f_β este practic *constantă de timp a grupului RC dintre bază și emitor*, egală cu τ_{BF} .

● Vom introduce acum așa-numita *frecvență de tăiere*, f_T , definită ca frecvența la care modulul amplificării în curent este egal cu unitatea. Aceasta se petrece la $f \gg f_\beta$, deci

$$\underline{\beta} = \frac{\beta_0}{|1 + jf/f_\beta|} \cong \frac{\beta_0}{f} f_\beta. \quad (5.266)$$

Cu $|\underline{\beta}| = 1$, $\beta_0 = \beta_F$ și $f = f_T$ (prin definiție) putem scrie (fig. 5.87)***

$$f_T = \beta_F f_\beta = \beta_0 \cdot f_\beta. \quad (5.267)$$

Folosind relația (5.264) și $g_{m0} = g_m/\beta_F$ găsim

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{ve} + C_{vs})} \cong \frac{g_m}{2\pi C_{vs}}. \quad (5.268)$$

Ținând seama de relațiile (5.267) și (5.268) deducem $f_T = 1/2\pi\tau_F = D_p/\pi W^2$, deci frecvența de tăiere este independentă de curentul de polarizare și

* Acest rezultat este valabil în cadrul modelului simplificat care a dus la circuitul echivalent din paragraful 5.8.1. De fapt, amplificarea în curent alternativ la semnale mici, β_0 , diferă de cea de semnal mare, β_F (se va reveni).

** Dacă câștigul în curent se măsoară în *decibeli* (dB), adică $|A_I|(\text{dB}) = 20 \lg |A_I|$, atunci la $f = f_\beta$ câștigul în curent a scăzut cu 3 dB față de valoarea sa de la joasă frecvență.

*** Conform relației (5.67), f_T poate fi interpretat ca un *produs amplificare-banda* (amplificarea la frecvențe joase, în banda de frecvențe de lucru, și banda $\Delta f = f_\beta - 0 = f_\beta$, limitată de frecvența la care $|\beta|$ scade cu 3 dB).

este cu atât mai ridicată cu cât grosimea efectivă a bazei este mai mică (Anexele 5.2 și 5.3).

Frecvența de tăiere, parametru important al tranzistorului, nu se măsoară direct, deoarece la frecvențe foarte înalte comparabile cu f_T circuitul echivalent nu mai este valabil (intervin de altfel și diverse elemente parazite). Se folosește relația (5.266) scrisă sub forma

$$|\underline{\beta}| \approx \beta_0 f_0 = f_T, \quad (5.269)$$

unde $|\underline{\beta}|$ este amplificarea în curent măsurată la o anumită frecvență f care satisface condiția $f \gg f_0$, dar în același timp și $f \ll f_T$.

În încheierea acestui paragraf vom arăta că neglijarea curentului care ajunge la ieșire prin g_{bc} și C_{Vc} era într-adevăr justificată. Cea mai nefavorabilă situație apare, evident la frecvențe înalte, acolo unde reactanța oferită de C_{Vc} este foarte mică. Curentul prin C_{Vc} are mărimea $\omega C_{Vc} V_{Vc}$, în timp ce curentul dat de generatorul comandat este $g_m V_{Vc}$. Raportul acestor curenți este $\omega C_{Vc} / g_m$. La cea mai mare frecvență de interes acest raport este

$$\frac{2\pi f_T C_{Vc}}{g_m} = \frac{C_{Vc}}{C_{Vc} + C_{Vb}} \approx \frac{C_{Vc}}{C_{Vb}} \ll 1 \quad (5.270)$$

deci curentul prin C_{Vc} poate fi neglijat.

5.10.2. Produsul amplificare-bandă

Reluăm circuitul din figura 5.85, unde $R_L \neq 0$. În loc de a face calculul exact vom aplica teorema lui Miller pentru a elimina configurația „în π ”. Se obține schema echivalentă din figura 5.88, a, unde

$$\underline{K} = \frac{V_{ce}}{V_{Vc}} \approx \underline{K} \Big|_{\omega \rightarrow 0} \approx \frac{-g_m R_L}{1 + g_m R_L} \approx -g_m R_L; \quad (5.271)$$

$$g_{Vc} \frac{K - 1}{K} \approx g_{Vc} \ll g_m \ll R_L, \quad |\underline{K}| = g_m R_L \gg 1; \quad (5.272)$$

$$g_{Vc}(1 - \underline{K}) \approx g_{Vc}(1 + g_m R_L) \ll g_{Vc} \quad (5.273)$$

Orientativ, putem folosi următorul set de parametri:

$$g_m = 50 \text{ mA/V } (I_C \approx 1,3 \text{ mA}), \quad r_{be} = 100 \Omega, \quad r_{Vc} = 1 \text{ k}\Omega,$$

$r_{Vb} = 1 \text{ M}\Omega$, $r_{ce} = 20 \text{ k}\Omega$, $C_{Vc} = 3 \text{ pF}$, $C_{Vb} = 100 \text{ pF}$, precum și $R_L = 2 \text{ k}\Omega$. Se obține $K = -100$ și se verifică relațiile de mai sus.

În sfârșit, cu neglijarea* lui $C_{Vc}(K - 1)/K \approx C_{Vc}$ circuitul se transformă în cel din figura 5.88, b.

* Constanta de timp de la ieșire este $R_L C_{Vc}$, iar cea de la intrare $r_{Vc}[C_{Vc} + C_{Vb}(1 + r_{Vb}/R_L)]$. Folosim valorile numerice din text, prima constantă este 6 ns, iar a doua 103 ns. Ca urmare, efectul capacității C_{Vc} de la ieșire este neglijabil.

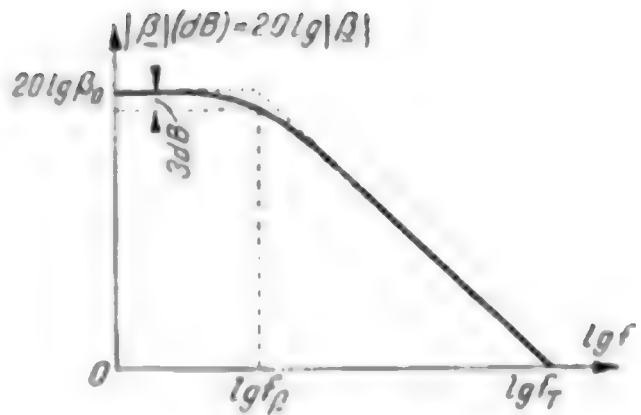


Fig. 5.87

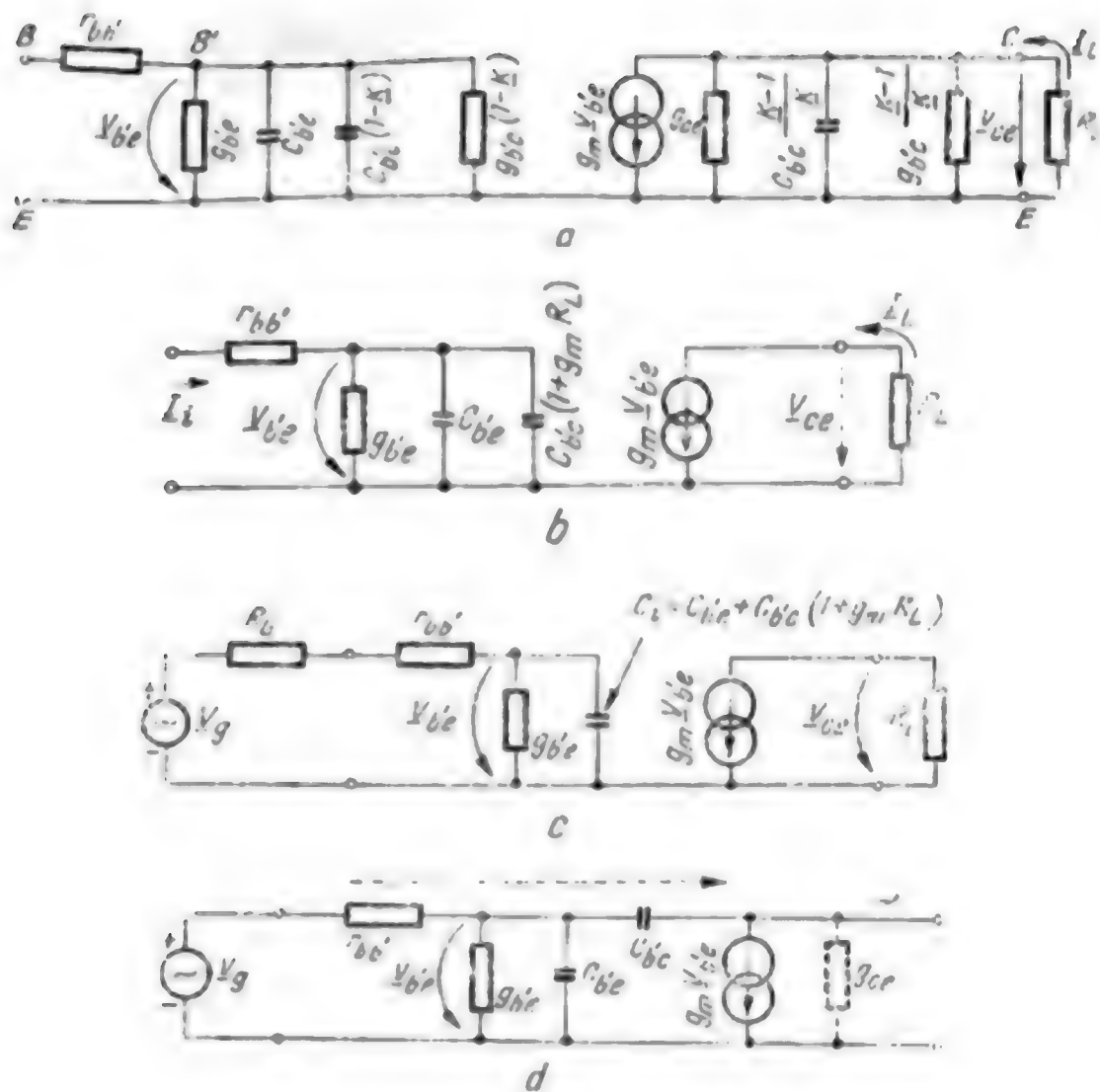


Fig. 5.88

● Amplificarea în curent se va calcula exact ca în paragraful precedent, cu singura deosebire că C_{be} se înlocuiește cu *capacitatea de intrare* (fig. 5.88, a)

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 + g_m R_L), \quad (5.274)$$

iar frecvența la care amplificarea în curent scade la 3 dB este

$$f_H = \frac{g_{ve}}{2\pi C_i} = \frac{g_{ve}}{2\pi [C_{be} + C_{bc}(1 + g_m R_L)]} \quad (5.275)$$

în loc de f_β , deci cu atât mai mică cu cât R_L este mai mare.

● Amplificarea în tensiune a etajului EC atacat de un generator de tensiune cu rezistența internă R_G (fig. 5.88, c) se definește astfel:

$$\underline{A}_{v,e} = \frac{\underline{V}_e}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}_e}{\underline{V}_{be}} \cdot \frac{\underline{V}_{be}}{\underline{V}_g} = -g_m R_L \frac{\underline{V}_{be}}{\underline{V}_g}. \quad (5.276)$$

Notînd

$$G'_G = 1/(R_G + r_w) \quad (5.277)$$

se poate scrie

$$\underline{A}_{v,s}(j\omega) = \frac{-g_m R_L G'_G}{G'_G + g_{v_s} + j\omega C_s} \quad (5.278)$$

și

$$\underline{A}_{v,s}(0) = \frac{-g_m R_L G'_G}{G'_G + g_{v_s}}, \quad (5.279)$$

de unde amplificarea în tensiune normalată

$$\underline{A}_{v,s} = \frac{\underline{A}_{v,s}(j\omega)}{\underline{A}_{v,s}(0)} = \frac{1}{1 + j/f_H}, \quad (5.280)$$

în care

$$f_H = \frac{1}{2\pi} \frac{G'_G + g_{v_s}}{C_{v_s} + C_{v_s}(1 + g_m R_L)} \quad (5.281)$$

este frecvența corespunzătoare atenuării la 3 dB din valoarea de la frecvențe joase.

Se poate defini un **produs amplificare-bandă**

$$|\underline{A}_{v,s}(0)| f_H = \frac{g_m R_L G'_G}{2\pi [C_{v_s} + C_{v_s}(1 + g_m R_L)]} \quad (5.282)$$

care crește monoton cu R_L , tinzând asimptotic la valoarea maximă

$$|\underline{A}_{v,s}(0)| f_H \Big|_{(R_L \rightarrow \infty)} = \frac{G'_G}{2\pi C_{v_s}} = \frac{1}{2\pi(r_W + R_G)C_{v_s}}, \quad (5.283)$$

care poate fi la rindul ei optimizată cu $R_G = 0$, ajungind la $1/2\pi r_W C_{v_s}$. Formal, aceasta este *frecvența limită de lucru* (amplificarea în tensiune ajunge egală cu unitatea) a unui etaj EC atacat de un generator ideal de tensiune și lucrind în gol. Constanta de timp $r_W C_{v_s}$ care definește această frecvență corespunde încărcării capacității (de barieră) colectorului prin rezistența distribuită a bazei (a se vedea figura 5.88,d, unde tranzistorul lucrează în gol, $R_L \rightarrow \infty$). Desigur, C_{v_s} devine importantă deoarece crește tensiunea de la ieșire și crește curentul ce curge prin C_{v_s} .

Această estimare a performanțelor de amplificare în tensiune la înaltă frecvență sugerează importanța reducerii lui r_W și respectiv a lui C_{v_s} .

5.11. DETERMINAREA EXPERIMENTALĂ A PARAMETRILOR CIRCUITULUI ECHIVALENT NATURAL

5.11.1. Parametrii de cuadripol

Exactitatea calculului care folosesc circuitul echivalent natural depinde nu numai de ipotezele pe baza cărora s-a dezvoltat teoria, ci și de precizia cu care sînt cunoscute mărimile fizice care apar în expresia parametrilor circuitului. Cititorul care a parcurs atent cartea de față poate

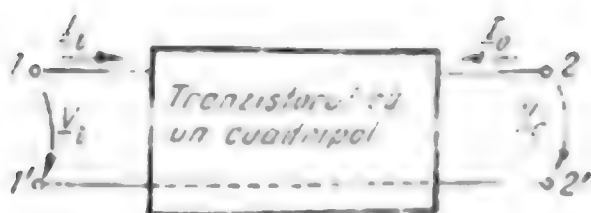


Fig. 5.89

rememora o serie de motive pentru care nu este recomandabil să determinăm prin calcul elementele circuitului echivalent. Ca și în cazul modelului de semnal mare (paragraful 5.4.3), alternativa o constituie determinarea parametrilor acestui circuit prin *măsurători electrice la bornele (terminale)* dispozitivului.

În acest scop se definesc seturi de parametri „de cuadripol” măsurabili direct.

● **Parametrii admitanță.** Tranzistorul poate fi privit ca un *cuadripol* (sau *dipol*). Una dintre borne (nu o precizăm încă) va fi comună intrării (1, 1') și ieșirii (2, 2'), așa cum se indică cu linie punctată în figura 5.89.

Două dintre cele patru mărimi electrice (V_i , I_i , V_o , I_o) pot fi calculate în funcție de celelalte două. Există șase posibilități distincte de a lege cele două mărimi date, dar două dintre aceste posibilități (când se dau ambele mărimi de intrare, fie ambele mărimi de ieșire) nu prezintă interes. Un exemplu de alegere este acela când se exprimă curenții I_i și I_o în funcție de tensiunile V_i și V_o (mărimi date). Deoarece, dispozitivul funcționează *liniar*, ecuațiile care dau pe I_i și I_o vor fi *liniare* și *omogene* în V_i și V_o :

$$I_i = y_i V_i + y_r V_o; \quad (5.284)$$

$$I_o = y_f V_i + y_o V_o. \quad (5.285)$$

unde y_i , y_r , y_f , y_o (în cazul general — numere complexe care au dimensiunea unei admitanțe și se numesc *parametri admitanță*).

$$y_i = \left. \frac{I_i}{V_i} \right|_{V_o=0} \quad (5.286)$$

este **admitanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit**. Relația (5.286) trebuie interpretată ca o relație de definiție, care precizează în același timp și modul în care se măsoară parametrul respectiv. În cazul de față se aplică un generator ideal de tensiune, V_i , la intrarea cuadripolului care are ieșirea scurtcircuitată în curent alternativ și se măsoară curentul de intrare, I_i . Concret însă, curentul I_i se măsoară indirect, determinând căderea de tensiune pe o rezistență cunoscută, R (fig. 5.90).

$$y_o = \left. \frac{I_o}{V_o} \right|_{V_i=0} \quad (5.287)$$

este **admitanța de ieșire cu intrarea în scurtcircuit**.

Ceilalți doi parametri, y_f și y_r , sînt admitanțe de transfer.

Admitanța de transfer direct este

$$y_f = \left. \frac{I_o}{V_i} \right|_{V_o=0} \quad (5.288)$$

deci este definită ca raportul între curentul de scurt-

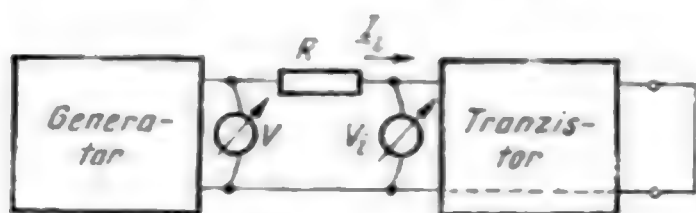


Fig. 5.90

circuit la ieșire și tensiunea de comandă aplicată la intrare.

Admitanța de transfer invers este

$$\underline{y}_r = \frac{I_i}{V_o} \Big|_{V_i=0} \quad (5.289)$$

Toți acești parametri sînt definiți și măsurați în condiții de *semnal mic*.

● Relațiile (5.284) și (5.285) definesc de fapt un **circuit echivalent en parametri admitanță**, care este reprezentat în figura 5.91. Acest circuit poate fi folosit pentru echivalarea tranzistorului în calculele de semnal mic, fără a mai apela la circuitul echivalent natural. O astfel de tehnică poate fi utilă pentru rezolvarea anumitor probleme (concret, parametrii \underline{y} pot fi folosiți pentru studiul unui amplificator de bandă îngustă funcționînd la frecvențe înalte), dar își are și dezavantajele sale. Fiecare parametru este un număr complex care depinde de frecvența semnalului, de punctul static de funcționare și de temperatură. Proiectantul de circuite este silit să manipuleze un volum mare date, pierzînd contactul intuitiv cu problema pe care o tratează.

Există totuși un set de *parametri de joasă frecvență*, parametrii hibrizi, care și-au cîștigat popularitatea datorită legăturii simple cu parametrii circuitului natural. Ei se măsoară convenabil și sînt specificați în cataloage.

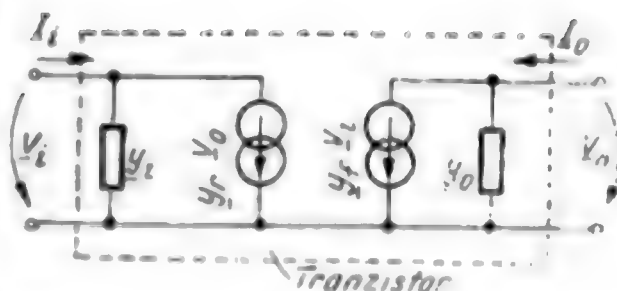


Fig. 5.91

5.11.2. Parametrii hibrizi

● Ecuațiile

$$\underline{V}_i = \underline{h}_i I_i + \underline{h}_r \underline{V}_o \quad (5.290)$$

$$\underline{I}_o = \underline{h}_f I_i + \underline{h}_o \underline{V}_o \quad (5.291)$$

presupun că I_i și \underline{V}_o sînt date, iar \underline{V}_i și \underline{I}_o rezultă. Ele definesc parametrii \underline{h} sau **parametrii hibrizi**, după cum urmează:

$$\underline{h}_i = \frac{\underline{V}_i}{I_i} \Big|_{\underline{V}_o=0} \text{ — impedanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit} \quad (5.292)$$

$$\underline{h}_o = \frac{\underline{I}_o}{\underline{V}_o} \Big|_{I_i=0} \text{ — admitanța de ieșire, cu intrarea în gol} \quad (5.293)$$

$$\underline{h}_f = \frac{\underline{I}_o}{I_i} \Big|_{\underline{V}_o=0} \text{ — factorul de transfer (de amplificare) în curent direct, cu ieșirea în scurtcircuit} \quad (5.294)$$

$$\underline{h}_r = \frac{\underline{V}_i}{\underline{V}_o} \Big|_{I_i=0} \text{ — factorul de transfer în tensiune invers, cu intrarea în gol} \quad (5.295)$$

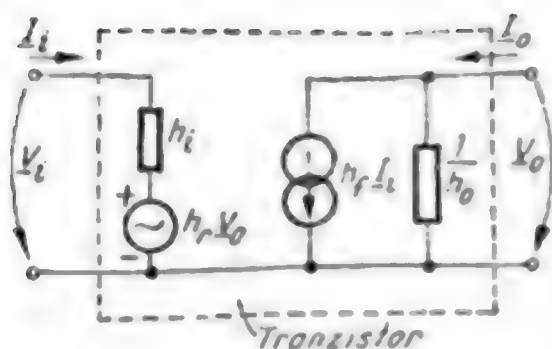


Fig. 5.92

condiția de scurtcircuit este dificil de realizat, dar cea de gol este acceptabilă etc*.

● Relațiile (5.290) și (5.191) definesc circuitul echivalent cu parametri hibridi din figura 5.92.

Modelarea cu parametri hibridi se aplică tranzistorului în orice conexiune. Totuși, pentru analiza de circuit nu este necesar să folosim mai multe seturi de parametri hibridi: unul singur este suficient, deoarece înlocuirea tranzistorului între cele trei borne cu oricare circuit echivalent este complet independentă de modul de conectare a tranzistorului în circuit.

Setul de parametri h ales este cel corespunzător conexiunii EC, (fig. 5.93, a) deoarece aceasta este cea mai des întâlnită. Parametrii respectivi poartă un indice suplimentar (c) și sînt indicați pe figura 5.93, b

În figura 5.94 se reproduce pentru comoditate circuitul echivalent natural la frecvențe joase (fără capacități). Pentru început vom neglija rezistențele r_{be} și r_{ce} (desenate punctat). Prin simpla inspecție a figurilor 5.93, b și 5.94 rezultă

$$h_{ic} = r_{be} + r_{be}; \quad (5.296)$$

$$h_{fc} = \beta_{ac} r_{be} \quad (5.297)$$

în timp ce $h_{rc} = 0$ și $h_{oc} = 0$.

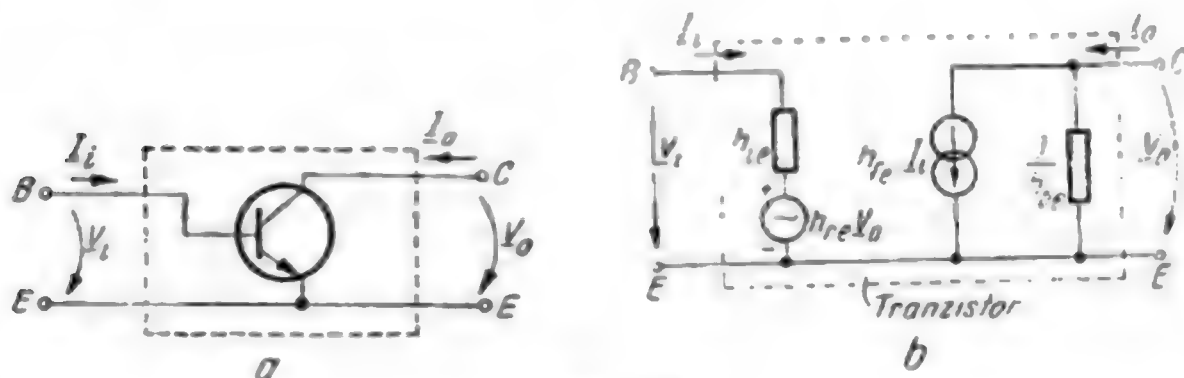


Fig. 5.93

* Condiția de gol la intrare se realizează în cazul polarizării cu un generator (ideal) de curent constant ($\Delta I_i = 0$, $I_i = 0$). Scurtcircuit în curent alternativ (la ieșire) se obține prin conectarea unei surse (ideale) de tensiune.

Comparând relațiile (5.209) (unde $g_m \equiv \beta_F$) și (5.297), ajungem la concluzia

$$h_{fe} = \beta_F. \quad (5.298)$$

deci amplificarea în curent la semnale mici cu ieșirea în scurt-circuit (h_{fe}) este egală cu amplificarea în curent la semnale mari (β_F). Acest rezultat trebuie folosit pretutindeni în formulele din paragrafele 5.10.1 (β_F trebuie înlocuit prin h_{fe}), deoarece corespunde definițiilor și măsurărilor respective.

Trebuie totuși să facem aici o corecție importantă teoriei care a dus la circuitul echivalent natural: β_F nu este o constantă, ci depinde punctul static de funcționare, în particular — de curent (datorită recombinării în regiunea de trecere și efectelor de la nivele mari de injecție). Ca urmare, din relația

$$I_C = \beta_F I_B + (\beta_F + 1) I_{CBO}, \quad \beta_F = \beta_F(I_C) \quad (5.299)$$

prin diferențiere obținem

$$\Delta I_C = \beta_F \Delta I_B + (I_B + I_{CBO}) \frac{\Delta \beta_F}{\beta_F} \quad (5.300)$$

și h_{fe} se scrie (conform definiției)

$$h_{fe} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\beta_F}{1 - (I_B + I_{CBO}) \frac{\partial \beta_F}{\partial I_C} \bigg|_{I_C}}. \quad (5.301)$$

Se știe că $\beta_F = \beta_F(I_C)$ are un maxim. La curenți mai mici ($\partial \beta_F / \partial I_C > 0$) și $h_{fe} > \beta_F$. La curenți mai mari decât cel corespunzător maximumului avem ($\partial \beta_F / \partial I_C < 0$) și $h_{fe} < \beta_F$. Deoarece maximum este destul de plat, pe o anumită plajă de curenți putem considera $\beta_F \approx \text{const}$ și $h_{fe} \approx \beta_F$.

O Observație. Circuitul echivalent cu $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$ reflectă de fapt *neglijarea modulației grosimii bazei*. El descrie tranzistorul în curent alternativ: la bornele de intrare ca o simplă rezistență; la bornele de ieșire ca un generator ideal de curent comandat de curentul de intrare.

Dacă r_{be} și r_{ce} nu se mai neglijează în circuitul (din figura 5.94, atunci conform definiției (5.295), putem scrie ($I_i = 0$, $V_i = V_{be}$)

$$h_{re} = \frac{r_{be}}{r_{be} + r_{ce}} \approx \frac{r_{be}}{r_{ce}} \quad (5.302)$$

și din relația (5.224) conchidem

$$h_{re} \approx \eta < 1, \quad (5.303)$$

unde η este factorul de modulare a grosimii bazei.

Parametrul h_{oe} se determină conform definiției, folosind circuitul echivalent din figura 5.95, a ($I_i = 0$). Deoarece curentul dat de generatorul comandat poate fi scris

$$g_m V_{be} = \frac{g_m r_{be}}{r_{be} + r_{ce}} V_{be} \quad (5.304)$$

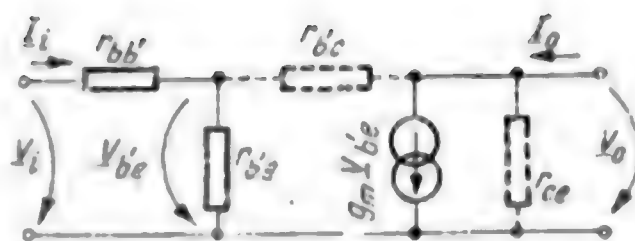


Fig. 5.94

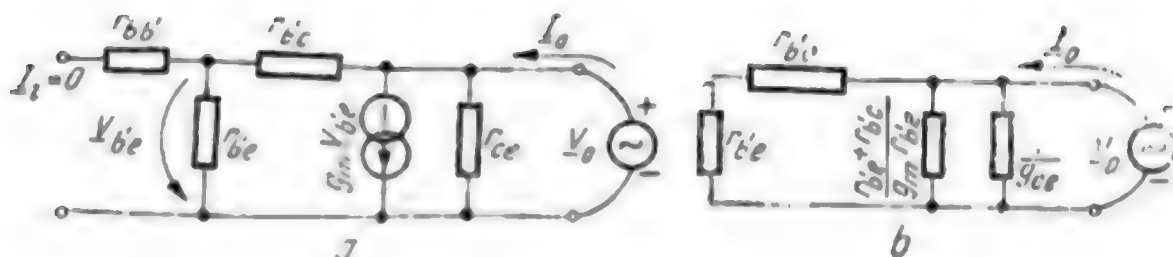


Fig. 5.95

și generatorul poate fi înlocuit cu o rezistență (deoarece este comandat acum de tensiunea la borne), așa cum se arată în figura 5.95, b. De aici, conductanța de ieșire, h_{oe} , are expresia

$$h_{oe} = g_{ce} + \frac{g_m r_{be}}{r_{be} + r_{bc}} + \frac{1}{r_{be} + r_{bc}} \approx g_{ce} + g_m \frac{r_{be}}{r_{be} + r_{bc}} \quad (5.305)$$

Dacă ținem seama de relațiile (5.224) și (5.225) rezultă

$$h_{oe} \approx g_{ce} + \eta g_m \approx 2 g_{ce} \quad (5.306)$$

○ **Notă.** Relațiile (5.303) și (5.306) sînt interesante prin simplitatea lor. Totuși nu trebuie să pierdem din vedere faptul că *teoria circuitului natural este aproximativă*. Ca urmare, vom adopta următoarea tactică prudentă: vom accepta circuitul echivalent ca utare fără a mai apela la relațiile dintre elementele sale. În acest fel, din calculele noastre vor dispărea β_r și η .

5.11.3. Determinarea elementelor circuitului echivalent

Măsurările se fac într-un anumit punct de funcționare, la o frecvență joasă (1 kHz), respectînd condiția de semnal mic.

Pentru estimarea pantei se folosește relația de definiție (5.204) reluată aici

$$g_m = \frac{qI_c}{kT} \quad (5.307)$$

Se determină apoi r_{be} prin calcul din relația (5.308)

$$r_{be} = \frac{h_{fe}}{g_m} \quad (5.308)$$

unde h_{fe} este măsurat.

Rezistența distribuită a bazei rezultă apoi din (5.296)

$$r_{be} = h_{ie} - r_{be} \quad (5.309)$$

unde h_{ie} este măsurat*.

* Această determinare este imprecisă, deoarece rezultă din diferența a două numere mari; r_{be} , poate fi neglijată în multe calcule de circuit (în special la frecvență joasă). Variază cu frecvența. Se poate măsura la frecvențe foarte înalte (se va reveni).

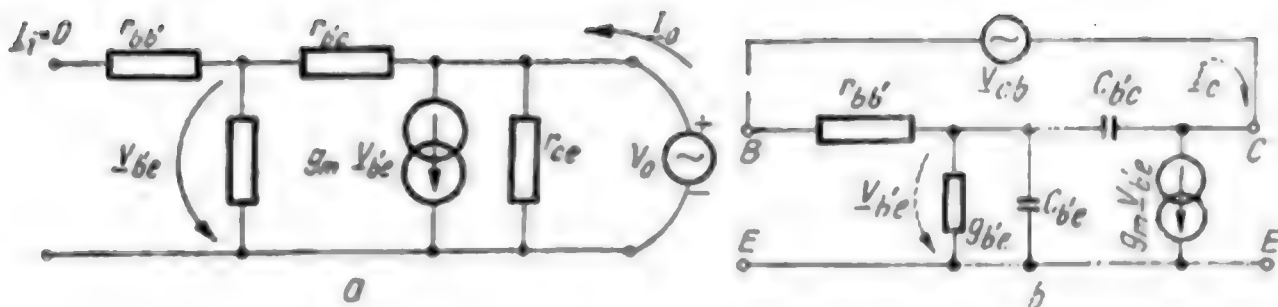


Fig. 5.96

Ultimii doi parametri, r_{ce} și r_{be} rezultă din (5.302) și (5.305) care se retranscriu

$$r_{be} \approx \frac{r_{be}}{h_{re}} \quad (h_{re} = \text{măsurat}). \quad (5.310)$$

Capacitățile C_{be} și C_{bc} din circuit (fig. 5.70) se determină astfel:
 C_{be} se poate afla măsurând capacitatea între electrozii bază și colector ai tranzistorului, cu emitorul în gol (în curent alternativ). Aceasta este de fapt capacitatea de ieșire în conexiunea bază comună și se notează cu C_{ce} . Din figura 5.96 se vede că măsurăm de fapt* pe C_{be} în serie cu r_{be} , deci chiar pe $C_{be} \approx C_{ce}$ dacă frecvența este suficient de joasă pentru ca $1/\omega C_{be} \gg r_{be}$;

capacitatea C_{bc} se poate obține din relația (5.268), și anume

$$C_{bc} = \frac{g_m}{2\pi f_r} - C_{be} \quad (5.311)$$

unde f_r se determină așa cum s-a arătat în paragraful 5.10.1.

Valoarea lui $r_{be} = 1/g_m$ la frecvențe înalte se poate găsi prin măsurarea admitanței de intrare cu ieșirea în scurtcircuit la $\omega \gg \omega_0$:

$$\underline{y_{in}} = \frac{j\omega(C_{be} + C_{bc})g_m}{g_m + j\omega(C_{be} + C_{bc})}. \quad (5.312)$$

Atunci când frecvența crește, ne apropiem de situația

$$\text{Re}[\underline{y_{in}}] = g_m = \frac{1}{r_{be}}. \quad (5.313)$$

* Generatorul de curent comandat este inactiv, deoarece $V_{be} = 0$ în circuitul considerat (pentru verificare se însumează curenții în nodul emitorului).

Capitolul 6

TRANZISTORUL CU EFECT DE CIMP CU JONCTIUNE

6.1. GENERALITĂȚI

6.1.1. Construcție, principiu de funcționare

Tranzistorul cu efect de cimp cu joncțiune (TECJ), propus de Shockley în 1952, este în esență un rezistor a cărui secțiune este controlată de grosimea regiunii de sarcină spațială a unei joncțiuni pn . Termenul de efect de cimp este legat de existența câmpului electric din regiunea de sarcină spațială amintită*. Intensitatea acestui cimp (transversal pe direcția de curgere a curentului) este determinată de tensiunea aplicată joncțiunii.

● Figura 6.1 arată un tranzistor cu efect de cimp cu joncțiune realizat în construcție planar-epitaxială. Conducția are loc într-un canal de tip n (stratul epitaxial din figura 6.1), între contactele de sursă (care emite electroni) și respectiv drenă (care îi colectează). Pentru ca să se obțină un bun contact ohmic la stratul epitaxial n (de rezistivitate relativ mare), este necesar să se mărească concentrația de impurități din

zona de contact; în acest scop, se practică difuzia celor două zone n^+ indicate pe figura 6.1.

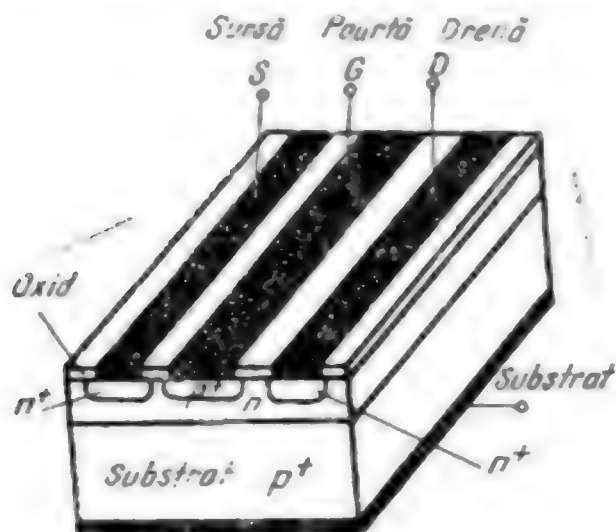


Fig. 6.1

Electrodul numit *poartă* contactează zona difuzată p^+ care, împreună cu substratul p^+ , delimitează canalul n . Joncțiunea pn *poartă-canal* este polarizată invers, iar grosimea regiunii de sarcină spațială asociată acestei joncțiuni face ca secțiunea conductivă a canalului (regiunea n neutră) să fie mai mică decât distanța dintre cele două joncțiuni. Această secțiune este controlabilă electric prin diferența de potențial care există între poartă și canal.

* Joncțiunea pn poate fi înlocuită cu un contact metal-semiconductor de tip Schottky (capitolul 4). Alt tip de tranzistor cu efect de cimp este cel cu poartă izolată, cunoscut mai ales în versiunea de tranzistor MOS (metal oxid semiconductor) (a se vedea capitolul 7).

○ **Notă.** Și substratul p^+ poate fi folosit ca electrod poartă. Dacă este legat la același potențial cu poarta propriu-zisă, atunci se obține un „efect de cîmp” aproximativ simetric față de axa longitudinală a dispozitivului. Dar substratul poate fi folosit ca un al patrulea electrod, independent, caz în care se obține *electroda cu efect de cîmp*.

● **Principiul de funcționare.** Tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune funcționează cu *purători majoritari* (electroni în canalul n în cazul din figura 6.1). El face parte (ca și celelalte tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp) din clasa dispozitivelor *unipolare* (a căror funcționare este bazată pe un singur tip de purtători de sarcină, după caz fie electroni, fie goluri).

● Tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune are avantaje importante față de tranzistorul bipolar. Enumerăm:

- dependența de temperatură mai redusă a caracteristicilor (aici purtătorii minoritari nu mai intervin);
- rezistența de intrare (pe electrodul poartă, joncțiune blocată) foarte mare (sute sau mii de $M\Omega$), utilă în unele aplicații;
- inexistența tensiunii de decalaj (tensiunea drenă-sursă este zero la curent de drenă zero);
- zgomotul mai redus (se va reveni în alt capitol).

Pe de altă parte tranzistorul cu efect de cîmp nu amplifică în curent, iar amplificarea în tensiune pe care o oferă este mică. În circuitele electronice cu componente discrete se întâlnește și în combinație cu tranzistorul bipolar (scheme care exploatează avantajele ambelor tipuri de tranzistoare).

6.1.2. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici statice

● Simbolurile folosite pentru tranzistoarele cu efect de cîmp cu joncțiune sînt reprezentate în figura 6.2 pentru tranzistorul cu canal n (fig. 6.2,a) și respectiv cu canal p (fig. 6.2,b). Remarcăm că și în acest simbol săgeata desemnează o joncțiune pn (sensul săgeții — de la p la n).

● **Notații.** Tensiunile poartă-sursă și drenă-sursă sînt notate cu v_{GS} , respectiv v_{DS} (Fig. 6.2).

Curentul de poartă este foarte mic (de ordinul nanoamperilor) și va fi considerat practic nul ($i_G = 0$). Curentul de drenă, i_D , este normal pozitiv: intră în drenea tranzistorului cu canal n (electrod care evacuează electroni) și iese din drenea tranzistorului cu canal p (fig. 6.2). Curentul de sursă este egal cu cel de drenă.

● **Caracteristicile statice ale TECJ sînt:**

— *caracteristicile de ieșire* $i_D = i_D(v_{DS})$ cu $v_{GS} = \text{const.}$ ca parametru (numite și *caracteristici de drenă*):

— *caracteristicile de transfer* $i_D = i_D(v_{GS})$ cu $v_{DS} = \text{const.}$

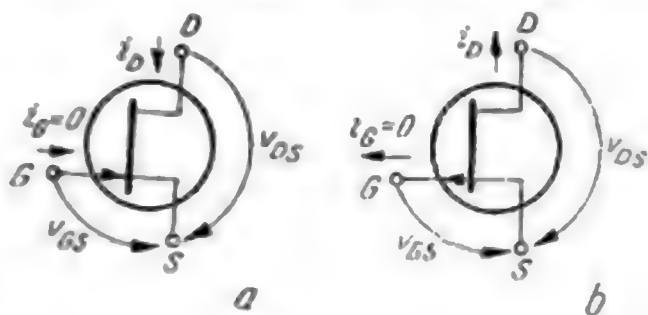


Fig. 6.2

6.2. CARACTERISTICILE STATICE CURENT-TENSIUNE

6.2.1. Modelul simetrie idealizat

Analiza funcționării se face pentru tranzistorul cu canal n , comportarea tranzistorului cu canal p fiind analoagă.

Schița din figura 6.1 nu este la scară: canalul poate avea o lungime (pe direcția sursă-drenă) de zeci sau chiar de sute de ori mai mare decât grosimea sa.

● O secțiune cu geometrie idealizată este indicată în figura 6.3, *a*. Alegem o structură simetrică, deoarece este mai ușor de analizat. Grosimea canalului între planele celor două joncțiuni (perpendiculare pe planul desenului) este $2a$, dar grosimea efectivă a canalului conductiv este mai mică ($2b$) datorită îngustării pe care o produc zonele de sarcină spațială.

● O incertitudine apare în legătură cu lungimea L a canalului, motiv pentru care s-a trecut la modelul oarecum artificial din figura 6.3 *b*. Aceasta echivalează cu neglijarea rezistenței regiunilor n din vecinătatea sursei și respectiv a drenei (regiuni în care conductivitatea nu este modulată prin modificarea potențialului porții).

Se presupun joncțiuni abrupte asimetrice p^+n și un canal uniform dopat (N_d donori ionizați pe cm^3).

6.2.2. Funcționarea la tensiuni drenă-sursă mici

Admițând $v_{DS} \approx 0$, potențialul canalului n neutru este uniform și practic egal cu potențialul de referință (al electrodului sursă). Ca urmare, variația lărgimii regiunii de sarcină spațială de-a lungul canalului va fi neglijabilă, iar profilul canalului va fi uniform, așa cum se arată în figura 6.3, *b*.

● Tensiunea prag. Utilizând aproximația de golire, grosimea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii p^+n abrupte este

$$a - b = \sqrt{\frac{2\epsilon(\Phi_{s_0} - v_{GS})}{qN_d}} \quad (6.1)$$

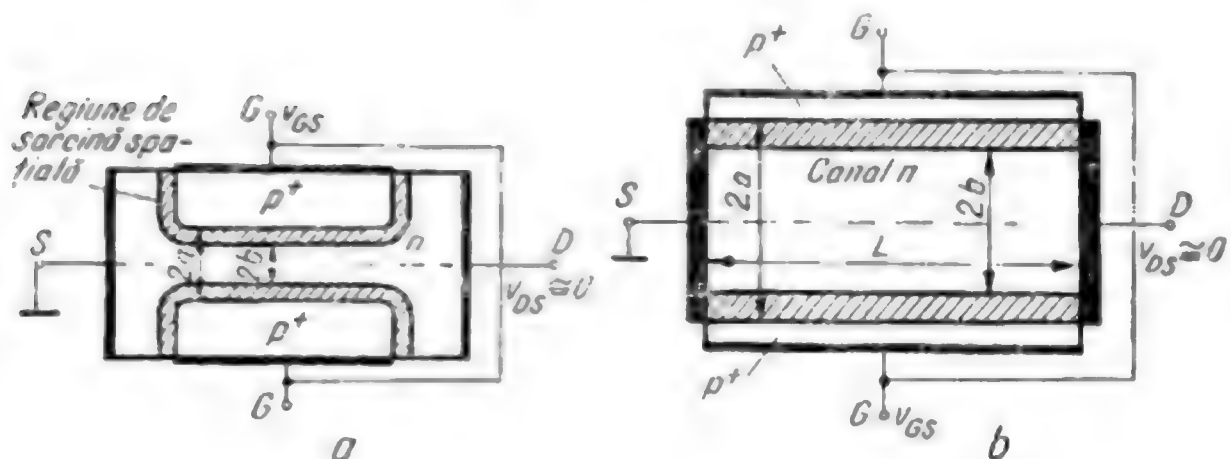


Fig. 6.3

unde Φ_{B0} este diferența internă de potențial a joncțiunii p^+n :

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}, \quad N_A \gg N_D. \quad (6.2)$$

Dacă negativarea porții crește (V_{GS} scade), atunci grosimea efectivă a canalului, $2b$, scade, anulându-se pentru $V_{GS} = -V_r$, unde

$$V_r = -\frac{qN_D}{2\epsilon} + \Phi_{B0} < 0 \quad (6.3)$$

este tensiune prag* sau tensiune de tăiere (blocare).

Plaja de tensiuni care corespunde funcționării TECJ este

$$V_r < v_{GS} < V_T \quad (6.4)$$

limitată superior de V_T — tensiunea prag de deschidere a joncțiunii p^+n . În mod obișnuit se asigură funcționarea la $v_{GS} < 0$.

● Conductanța G a canalului (fig. 6.3, b) este aceea a unei bare rectangulare semiconductoare, de lungime L , grosime $2b$ și lățime (perpendicular pe planul desenului) W :

$$G = q\mu_n N_D \frac{2bW}{L}. \quad (6.5)$$

Conductanța maximă ($b \cong a$) este

$$G_0 = q\mu_n N_D \frac{2aW}{L}. \quad (6.6)$$

O expresie aproximativă* a conductanței $G = G(v_{GS})$ se obține neglijând Φ_{B0} în expresia (6.3.) Găsim astfel

$$G \cong G_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{v_{GS}}{V_r} \right)^{1/2} \right], \quad (6.7)$$

deci G_0 are acum semnificația conductanței canalului la $v_{GS} = 0$.

● Caracteristicile $i_D = i_D(v_{DS})$ cu $v_{GS} = \text{const}$, la v_{DS} mic sînt deci

$$i_D = G_0 \left[1 - \left(\frac{v_{GS}}{V_r} \right)^{1/2} \right] v_{DS}; \quad v_{DS} \text{ mic}. \quad (6.8)$$

Ele sînt schițate în figura 6.4. Caracteristica $v_{GS} = V_T$ coincide cu axa orizontală.

○ Notă. Linile sînt trasate și în cadranul al treilea pentru a arăta că tranzistorul se comportă ca o conductanță liniară și pentru $v_{DS} < 0$ (drena injectează electroni și surse li colectează).

* Teoria este dezvoltată în Anexa 6.1.

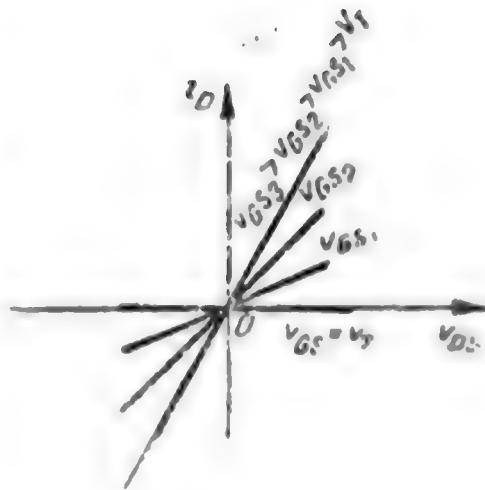


Fig. 6.4

Tranzistorul este folosit în regiunea liniară de la tensiuni v_{DS} mici (orientativ — sub 0,1 V), dar nu ca amplificator, ci ca *rezistență controlată în tensiune*. Aici conductanța drenă-sursă g_d este identică cu conductanța G a canalului și rezistența drenă-sursă este $r_d = r_d(V_{GS})$ unde V_{GS} este tensiunea continuă poartă-sursă. Pentru calcule practice se poate aproxima r_d cu expresia empirică

$$r_d = \frac{r_0}{1 - KV_{GS}}, \quad (6.9)$$

unde r_0 este rezistența pentru $V_{GS} = 0$ și K — o constantă a tranzistorului.

Dintre aplicațiile acestui mod de lucru cităm: controlul automat al amplificării (cu ajutorul semnalului redresat și filtrat), atenuatorul comandat în tensiune.

6.2.3. Caracteristicile de drenă

În figura 6.5 sint reprezentate *caracteristicile experimentale de drenă* $i_D = i_D(v_{DS})$ pentru $v_{GS} = \text{const.}$ ale unui tranzistor cu canal n . Aceste caracteristici sint liniare numai la tensiuni v_{DS} foarte mici. Pentru tensiuni v_{DS} mai mari distingem: o zonă neliniară; o zonă de saturație a curentului

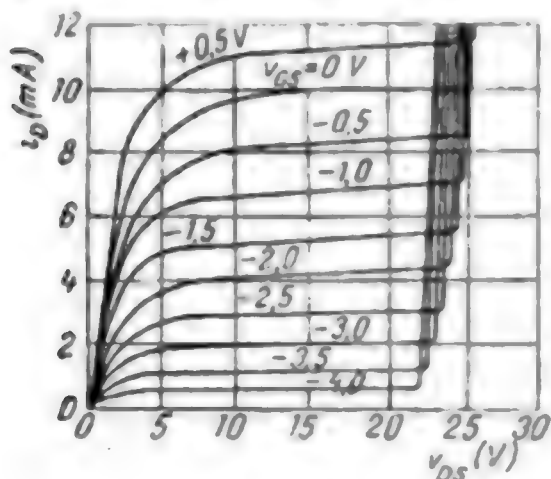


Fig. 6.5

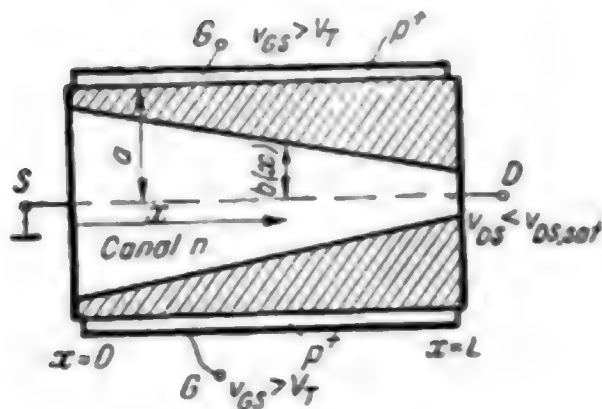


Fig. 6.6

(foarte slab dependent de v_{DS}); o zonă de creștere abruptă a curentului (*străpungere*). $\square \square \square$

● **Zona neliniară.** Figura 6.6 prezintă o schiță a profilului de sarcină spațială din canal la o tensiune $v_{DS} < v_{DS,sat}$, unde $v_{D,sat}$ este tensiunea (destul de imprecis indicată pe figura 6.5) la care apare saturația curentului de drenă. Potențialul canalului crește treptat de la sursă la drenă, polarizînd invers din ce în ce mai puternic porțiunea corespunzătoare a joncțiunii pn poartă-canal. Ca urmare, canalul se îngustează treptat pe măsură ce ne apropiem de drenă.

Se presupune că variația lărgimii canalului se face suficient de lent pentru ca în fiecare punct al canalului să se poată utiliza o analiză unidimensională (*aproximația graduală* a lui Shockley). Ca urmare, se calculează mai întii grosimea regiunii de sarcină spațială la o distanță oarecare x de sursă (neglijînd efectul cimpului electric longitudinal) și apoi se esti-

mează curentul de cimp pe direcția x (care este egal cu i_D). Calcululele sînt date în anexa 6.1. Aici remarcăm numai că forma caracteristicilor din figura 6.5 este ușor de justificat. În primul rînd canalul nu se mai comportă ca o rezistență liniară deoarece grosimea canalului nu mai este uniformă. În al doilea rînd, curbarea caracteristicii este în sensul creșterii rezistenței deoarece căderea de tensiune v_{DS} micșorează secțiunea conductivă a canalului.

● **Zona de saturație.** Urmărind mai departe o curbă $v_{DS} = \text{const}$ în sensul creșterii lui v_{DS} , constatăm că la un moment dat i_D nu mai crește (apreciabil) cu v_{DS} . Aceasta corespunde saturației curentului. Prin definiție

$$v_{DS} \geq v_{DS, \text{sat}}, i_D = I_{D, \text{sat}}. \quad (6.10)$$

Teoria arată că saturația corespunde momentului în care canalul este strangulat lîngă drenă*. Această strangulare apare la rîndul ei atunci cînd diferența de potențial între poartă și extremitatea de lîngă drenă a canalului ($x = L$) este egală cu tensiunea prag (6.3), deci

$$v_{GS} - v_{DS, \text{sat}} = V_T \quad (6.11)$$

sau

$$v_{DS, \text{sat}} = v_{GS} - V_T \quad (6.12)$$

Figura 6.5 arată cum $v_{DS, \text{sat}}$ crește cu v_{GS} . Forma „ideală” a caracteristicilor de drenă, cu delimitarea zonei de saturație a curentului, apare în figura 6.7.

O discuție interesantă este legată de situația fizică în tranzistor pentru $v_{DS} > v_{DS, \text{sat}}$. Figura 6.8 arată profilul canalului după saturație.

Atunci cînd v_{DS} depășește $v_{DS, \text{sat}}$ cu o mică cantitate, Δv , regiunea de sarcină spațială traversată de curentul de drenă are grosimea δ . Căderea de tensiune pe canalul conductiv este $v_{DS, \text{sat}}$, deci căderea de tensiune pe stratul de sarcină spațială de grosime δ este Δv . De aici — existența unui cîmp electric longitudinal intens care antrenează electronii spre drenă. Acești electroni traversează regiunea de sarcină spațială exact în același

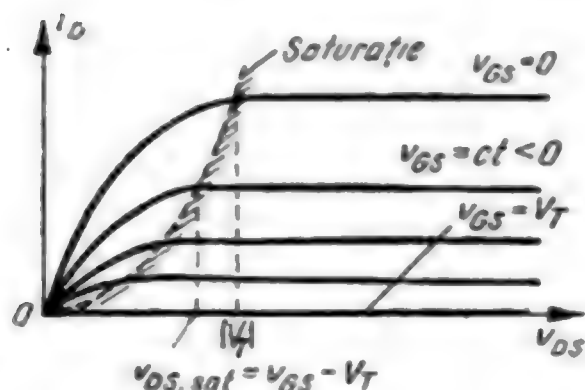


Fig. 6.7

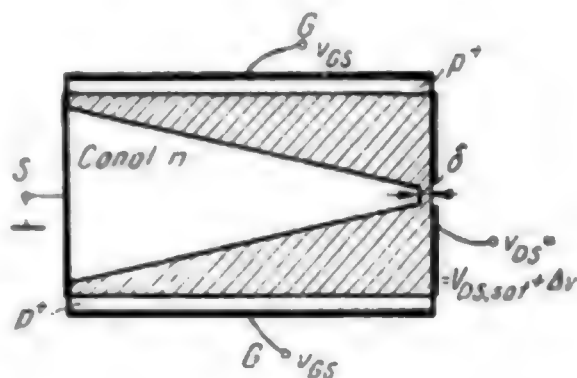


Fig. 6.8

* Intuitiv, în acel moment canalul conductiv este separat de drenă prin regiunea de sarcină spațială și variația potențialului drenei nu mai are nici o influență asupra curentului, de unde $\partial i_D / \partial v_{DS} = 0$ la $v_{GS} = \text{const}$.

mod în care electronii minoritari în baza unui tranzistor *npu* sint antrenati de cimpul electric peste regiunea de barieră a colectorului.

Dacă v_{DS} crește și mai mult, regiunea golită de lângă drenă se mai îngroașă puțin, ceea ce atrage o mică scurtare a canalului conductiv. Diferența de potențial care cade pe lungimea acestui canal este, prin definiție, tot $v_{DS,sat}$ și curentul de drenă rămâne tot același (deoarece numărul purtătorilor de sarcină care ajung la capătul canalului este tot același)*.

● **Zona de străpungere.** În sfârșit (fig. 6.5), la tensiuni v_{DS} mari apare o creștere abruptă a lui i_D datorită străpungerii prin multiplicare în avalanșă care apare la capătul de lângă drenă ($x = L$) al jonctiunii poartă-canal. Punind $V_{(BR)DS} - V_{GS} = V_a$, obținem tensiunea de străpungere drenă-sursă

$$V_{(BR)DS} = V_a + V_{GS}, \quad (6.13)$$

deci $V_{(BR)DS}$ crește ușor cu V_{GS} , așa cum se arată în figura 6.5.

6.2.4. Caracteristica de transfer

Dispozitivul este folosit ca amplificator în zona $v_{DS} > v_{DS,sat}$. Aici $i_D = I_{D,sat}$ = independent de v_{DS} , conform caracteristicilor ideale $i_D = i_D(v_{DS})$ din figura 6.7. Ca urmare, tranzistorul lucrind în zona de saturație a curentului are o unică caracteristică de transfer $i_D = i_D(v_{GS})$, independentă de v_{DS} , cu condiția ca $v_{DS} > v_{DS,sat}$. Ecuația acestei caracteristici este dedusă în anexa 6.1. Pentru calcule de circuit se folosește însă *aproximația parabolică* (fig. 6.9):

$$i_D = i_{D,sat} = I_{DSS} \left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T} \right)^2. \quad (6.14)$$

6.2.5. Efectul variației temperaturii

Odată cu creșterea temperaturii, I_{DSS} scade datorită scăderii mobilității purtătorilor de sarcină (variație relativ lentă). Totodată, Φ_{b0} scade cu creșterea lui T , astfel încît V_a scade (relațiile 6.2 și 6.3). Ca urmare, caracteristicile de transfer se modifică așa cum se vede în figura 6.10.

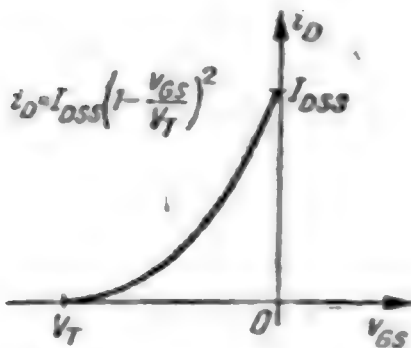


Fig. 6.9

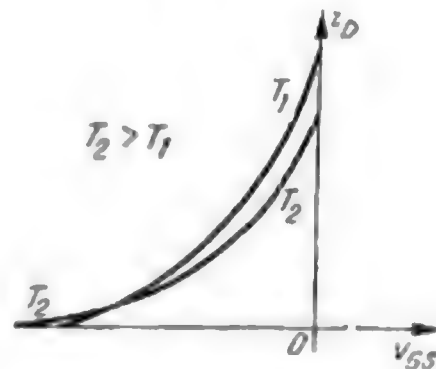


Fig. 6.10

* De fapt, vșoara scurtare a canalului determină o slabă creștere a curentului (experimental în figura 6.5).

Zona preferată de lucru este cea de la curenți mari, acolo unde și panta tranzistorului $g_m = di_D/dv_{GS}$ este mai mare. Aici curentul scade cu creșterea temperaturii (la $v_{GS} = \text{const.}$). Problema ambalării termice nu se pune în cazul TECJ.

6.3. POLARIZAREA TECJ

● Figura 6.11, *a* prezintă un circuit în care polarizarea porții față de sursă este asigurată prin căderea de tensiune dată de curentul de sursă $i_S = i_D$ pe rezistența R_S . Această tensiune este aplicată pe poartă prin rezistența R_G , care are valori de ordinul $M\Omega$. Valori mai mari nu sînt recomandate deoarece curentul continuu invers de poartă, deși mic, dă o cădere de tensiune apreciabilă pe o rezistență R_G prea mare (de exemplu $i_G = -10 \text{ nA}$ pe $R_G = 100 \text{ M}\Omega$ dă o cădere de tensiune $\Delta v_{GS} = -i_G R_G = \approx 1 \text{ V}$). Această variație a tensiunii poartă-sursă este nereproductibilă și crește rapid cu temperatura (deoarece i_G este curentul invers al unei joncțiuni pn).

Deoarece

$$v_{GS} = -R_S i_D, \quad (6.15)$$

punctul de funcționare în planul caracteristicii de transfer poate fi determinat prin intersecția cu „linia de polarizare” (6.15), așa cum se arată în figura 6.11, *b*. Datorită dispersiei caracteristicilor* caracteristica $i_D = i_D(v_{GS})$ este însă nesigură. În figura 6.11, *c* sînt reprezentate caracteristici de transfer extreme, care au în vedere atât dispersia de la un exemplar la celălalt, cât și variația cu temperatura pentru un tip de tranzistor. Să presupunem că variația lui I_D corespunzător punctului static de funcționare nu este tolerată decît între I_A și I_B , care determină punctele *A* și *B* pe caracteristicile extreme. Ca urmare, linia de polarizare (6.15) trebuie să intersecteze caracteristicile de transfer între punctele *A* și *B*, așa cum se arată în figura 6.11, *c*.

● Polarizare cu divizor rezistiv pe poartă. Atunci cînd variația $\Delta I_D = I_B - I_A$ impusă este prea mică, nu putem găsi o linie de polarizare

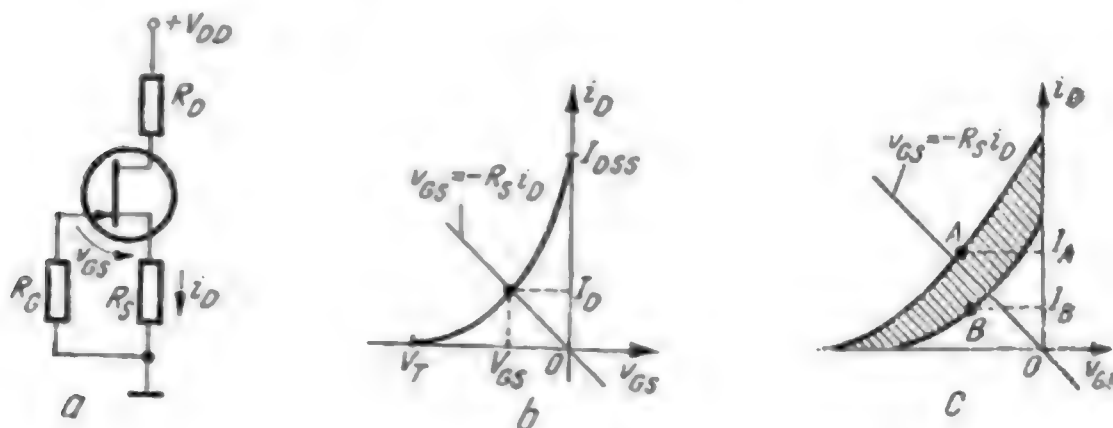


Fig. 6.11

* Variația lui V_T , de pildă, apare datorită nereproductibilității lui N_D și a (formula (6.3)).

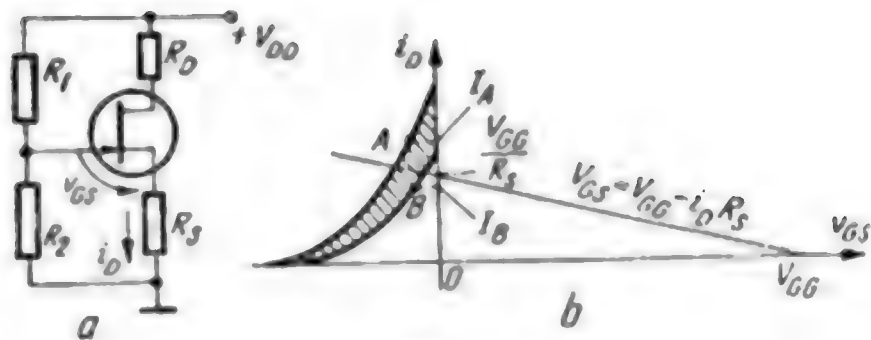


Fig. 6.12

care să treacă corect printre punctele *A* și *B* și în același timp prin origine. În această situație circuitul de polarizare va fi modificat ca în figura 6.12, *a*, pentru a asigura

$$v_{GS} = V_{GG} - i_D R_S, \quad V_{GG} = \frac{R_2 V_{DD}}{R_1 + R_2} \quad (6.16)$$

și o polarizare corectă (figura 6.12, *b*).

6.4. CIRCUITUL ECHIVALENT DE SEMNAL MIC

6.4.1. Circuitul echivalent la frecvențe joase

La frecvențe joase comportarea tranzistorului este *cvasistaționară* și modelul de semnal mic poate fi dedus prin *liniarizarea* caracteristicilor în jurul unui punct de funcționare.

Definirea parametrilor circuitului echivalent se face plecând de la

$$i_D = i_D(v_{GS}; v_{DS}). \quad (6.17)$$

● Diferențind :

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \cdot dv_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} \cdot dv_{DS} \quad (6.18)$$

și trecînd la variații finite (dar mici)

$$\Delta i_D = g_m \Delta v_{GS} + g_d \Delta v_{DS}, \quad (6.19)$$

definim panta sau transeconducția

$$g_m = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \right|_{v_{DS}} \cong \frac{\Delta i_D}{\Delta v_{GS}} \Big|_{v_{DS}} \quad (6.20)$$

și conducția de drenă și de ieșire

$$g_d = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} \right|_{v_{GS}} \cong \frac{\Delta i_D}{\Delta v_{DS}} \Big|_{v_{GS}} = \frac{1}{r_d} \quad (6.21)$$

(r_d este rezistența de drenă).

Dacă tranzistorul este polarizat în regiunea liniară a caracteristicilor, atunci panta g_m și rezistența de drenă r_d au valori mici. În regim de

saturație a curentului, la același V_{GS} panta este maximă, iar rezistența de drenă este foarte mare (teoretic infinită dacă admitem că saturația curentului este perfectă). Aceasta este regiunea în care tranzistorul va fi folosit ca amplificator.

În regiunea de saturație, acceptând expresia empirică (6.14)

$$R_m = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \right|_{v_{GS}} = - \frac{2I_{DSS}}{V_r} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_r} \right) \quad (6.22)$$

sau

$$R_m = R_{m0} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_r} \right), \quad (6.23)$$

unde

$$R_{m0} = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \right|_{v_{GS}=0} = - \frac{2I_{DSS}}{V_r} > 0, \quad V_r < 0 \quad (6.24)$$

este panta maximă (obținută la $V_{GS} = 0$). Evident, tranzistorul amplifică mai puternic la curenți de drenă mai mari.

● **Circuitul echivalent** din figura 6.13 corespunde relației (6.19). Pe figură, variațiile mărimilor electrice pot fi înlocuite cu fazorii componentelor alternative corespunzătoare (regim de curent alternativ).

Circuitul echivalent este valabil la excursii suficient de mici ale variabilelor în jurul punctului de funcționare. În regiunea de saturație a curentului, variația lui i_D cu v_{DS} la $v_{GS} = \text{const.}$ poate fi aproximată liniar pe o plajă largă (fig. 6.5). Dependența (6.14) a lui i_D de v_{GS} în jurul unui punct de funcționare poate fi aproximată liniar dacă Δv_{GS} este suficient de mic față de V_r .

Valorile uzuale pentru g_m și r_d sînt de ordinul 0,1 – 10 mA/V și respectiv 0,1 – 1 MΩ.

6.4.2. Circuitul echivalent la frecvențe înalte

La frecvențe înalte trebuie luate în considerare capacitățile între electrozi, așa cum se indică în figura 6.14. C_{gs} este capacitatea de barieră dintre poartă și sursă, iar C_{gd} este capacitatea de barieră dintre poartă și drenă. Valorile obișnuite pentru aceste capacități sînt de ordinul 1 – 10 pF. C_{ds} capacitatea drenă-sursă a canalului, poate avea valori de 0,1 – 1 pF.

Datorită capacităților dintre electrozi, în tranzistor apare o reacție internă iar amplificarea scade la frecvențe înalte.

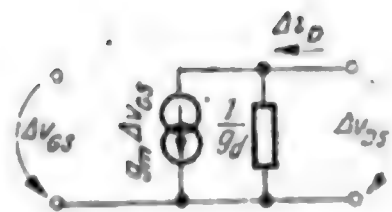


Fig. 6.13

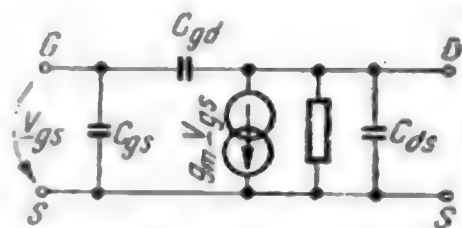


Fig. 6.14

6.5. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP CU JONCTIUNE FOLOSIT ÎN ETAJE DE AMPLIFICARE

6.5.1. Etaj sursă comună

În figura 6.15,a este reprezentat un etaj de amplificare cu TECJ în conexiune sursă comună. Schema echivalentă de curent alternativ la frecvențe joase apare în figura 6.15,b. Amplificarea în tensiune este

$$\underline{A_{v,s}} = \frac{\underline{V_s}}{\underline{V_e}} = \frac{\underline{V_o}}{\underline{V_e}} \cdot \frac{\underline{V_e}}{\underline{V_s}} = \frac{-g_m R_L}{1 + g_m R_L} \cdot \frac{R}{R + R_G}, \quad (6.25)$$

unde $R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$. Uzual $R_L \ll 1/g_m = r_d$ și $R_G \ll R$ astfel încît

$$\underline{A_{v,s}} \cong -g_m R_L. \quad (6.26)$$

○ **Observație.** Expresia amplificării în tensiune este aceeași ca la etajul cu tranzistor bipolar în conexiune EC. Panta TECJ este însă sensibil mai mică la același curent de lucru. Într-adevăr, panta maximă la TECJ este $I_{DSS}/(|V_p|/2)$, unde V_p este de ordinul a câțiva volți, în timp ce la tranzistorul bipolar este $I_c/(kT/q)$, unde kT/q este de 0,025 V la temperatura camerei.

● La frecvențe înalte, circuitul echivalent al întregii scheme arată ca în figura 6.16, a. Aplicind teorema Miller capacității C_{gd} , obținem circuitul echivalent din figura 6.16,b unde C_i este capacitatea de intrare

$$C_i = C_{gs} + (1 + g_m R_L) C_{gd}. \quad (6.27)$$

Această capacitate este considerabil mărită prin *efect Miller* (pentru $R_L = \infty$ rezultă $C_i = C_{gs} + C_{gd}$) și tinde să scurtecircuiteze intrarea pentru frecvențe mai înalte (efectul este important deoarece rezistența de intrare la frecvențe joase este foarte mare). De notat *dependența capacității de intrare de sarcina R_L* .

Un calcul exact pe circuitul din figura 6.16,b indică scăderea amplificării (sugerată de altfel și de efectul de scurtcircuitare al lui C_i discutat mai sus).

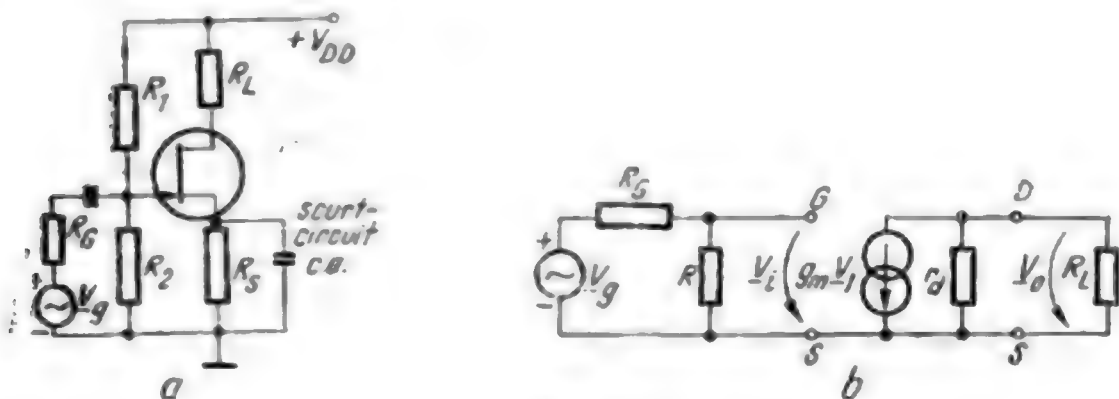


Fig. 6.15

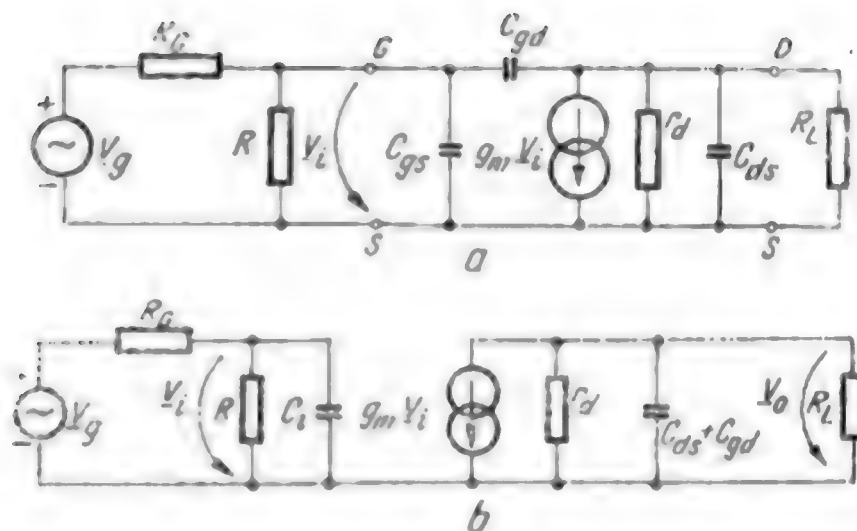


Fig. 6.16

6.5.2. Etaj drenă comună

Figura 6.17, *a* arată un etaj cu TECJ în conexiune drenă comună. Schema de curent alternativ apare în figura 6.17, *b*, iar după înlocuirea tranzistorului cu circuitul său echivalent — în figura 6.17, *c*. Amplificarea în tensiune calculată cu $R_L \ll r_d = 1/g_d$ și $R_G \ll R$ este

$$\underline{A}_v = \frac{V_o}{V_i} \approx \frac{g_m R_L}{1 + g_m R_L} \quad (6.22)$$

Dacă $g_m R_L \gg 1$ atunci $|\underline{A}_v| \lesssim 1$, motiv pentru care circuitul se mai numește *repelor pe sursă*.

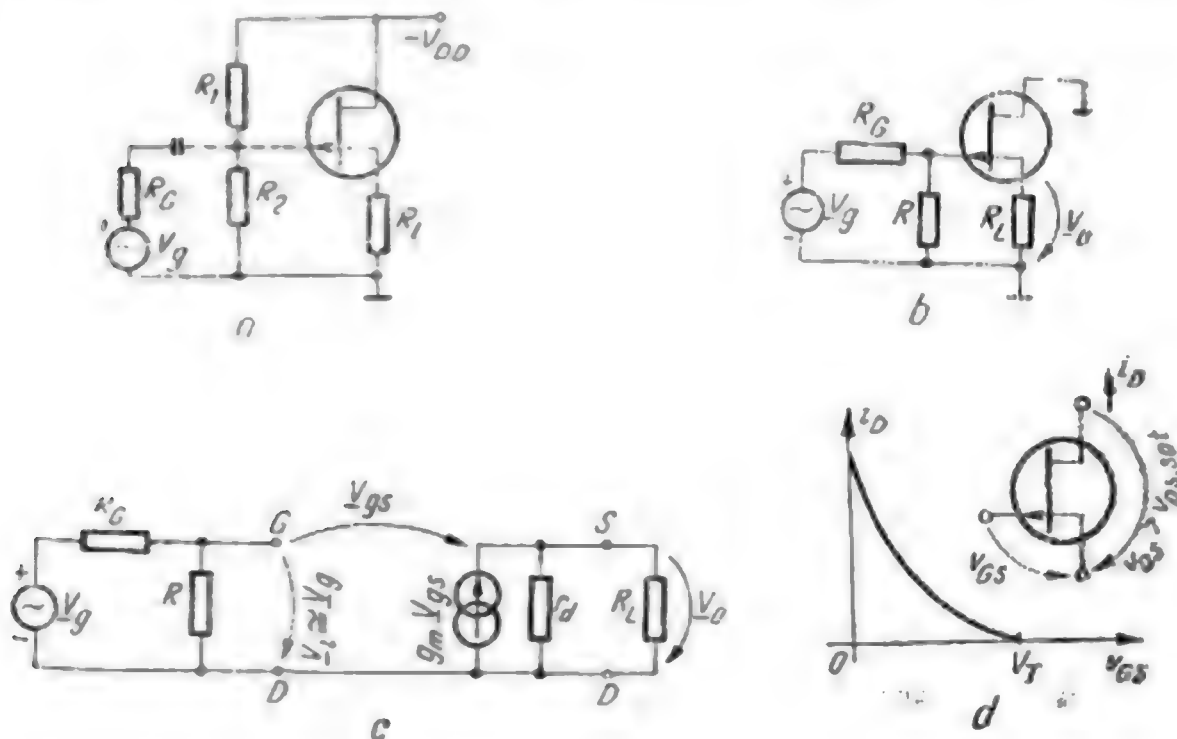


Fig. 6.17

De fapt, $g_m R_L$ nu poate fi foarte mare (R_L nu poate crește mult, deoarece trebuie mărită corespunzător tensiunea de alimentare V_{DD}), deci A_v va fi sensibil diferit de unitate (de pildă 0,9).

Capacitatea de intrare, calculată exact ca mai sus, este

$$C_i = C_{gs} + C_{gd}(1 - A_v) \cong C_{gs}; \quad (6.29)$$

deci este mult mai mică decît la etajul drenă comună, ceea ce reprezintă un avantaj.

O Notă. Tranzistorul din figura 6.17, *a* este cu canal *p*. Caracteristica sa este dată tot de o lege de tipul (6.14), dar aici $V_r > 0$ și tranzistorul este deschis atunci cînd $0 < v_{gs} < V_r$ (fig. 6.17, *d*), (i_D scade cînd v_{gs} crește). Dacă se definește circuitul echivalent în maniera din paragraful 6.4.1, atunci generatorul de curent trebuie să aibă sens opus celui din figura 6.13, dar g_m calculat cu formula (6.22) va fi negativ. Se preferă să se reprezinte circuitul echivalent tot sub forma din figura 6.13, luînd însă valoarea absolută a pantei g_m calculată conform definiției.

Capitolul 7

TRANZISTORUL MOS

Tranzistorul MOS este un dispozitiv electronic bazat pe conducția curentului electric la suprafața semiconductorului. Proprietățile conductive ale suprafeței semiconductorului sînt controlate de un cîmp electric aplicat printr-un electrod izolat de semiconductor (poarta). Aceste aspecte constructive definesc familia tranzistoarelor cu efect de cîmp cu poartă izolată sau, pe scurt, TEC-MIS (de la tranzistoare cu efect de cîmp — — metal — izolator — semiconductor). Dispozitivul TEC-MOS sau, mai simplu, tranzistorul MOS, este practic unicul reprezentant al acestei familii (fig. 7.1).

Izolatorul folosit este un strat subțire de oxid (SiO_2) crescut prin oxidarea termică a suprafeței siliciului.

Uneori se folosesc două straturi de izolator suprapuse: bi-oxid de siliciu și nitridă de siliciu, în care caz structura se numește tranzistor BINOS.

Poarta este realizată, de regulă, din aluminiu, dar poate fi realizată și din alte materiale, de exemplu siliciu policristalin puternic dopat.

Conducția se realizează la suprafața substratului de siliciu, între două zone cu tip de conductivitate opus celui al substratului; cele două zone se numesc *sursă* (S) și *drenă* (D).

În figura 7.1 s-a considerat un substrat (SB) de tip p ; în acest caz sursa și drenă sînt de tip n . Pentru a se putea stabili un curent electric între sursă și drenă, suprafața semiconductorului trebuie *inversată* ca tip de conductivitate, adică trebuie să devină de tip n . În acest caz, la suprafață apare un *canal* conductor, de tip n , care leagă sursa de drenă. Inversarea tipului de conductivitate a suprafeței, precum și controlul rezis-

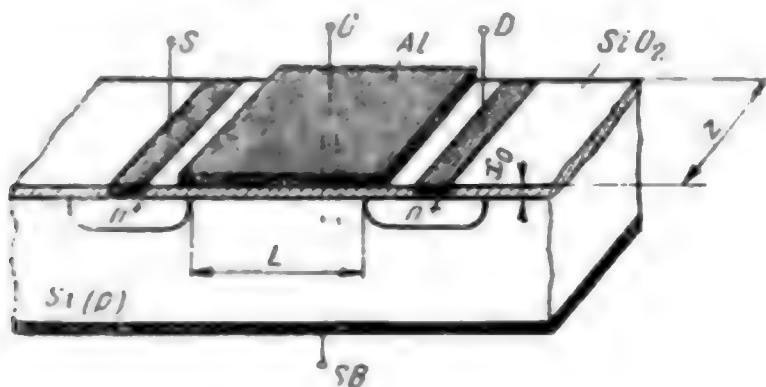


Fig. 7.1

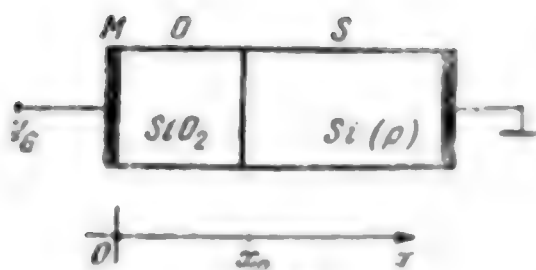


Fig. 7.2

tivității canalului se face de către poartă. De aceea, un interes primordial pentru studiu îl oferă o secțiune transversală prin tranzistor (vezi liniile punctate din figura 7.1); această structură este cunoscută sub denumirea de *capacitor MOS*. Analiza capacitorului MOS depășește sfera interesului pentru tranzistorul MOS, întrucât acesta este utilizat ca atare

și în circuite integrate sau ca dispozitiv de test al suprafeței semiconductoarelor.

7.1. CAPACITORUL MOS

Structura capacitorului MOS este prezentată în figura 7.2. Se consideră un substrat din siliciu, tip p , acoperit cu un strat de bioxid de siliciu de grosime x_0 . Tensiunea aplicată pe poartă în raport cu substratul se notează V_G .

7.1.1. Capacitorul MOS ideal

Pentru început se consideră un capacitor MOS ideal, caracterizat de:

- comportarea la suprafață a semiconductorului identică cu cea din volum;
- absența oricărei sarcini în oxid sau la interfața oxid-siliciu;
- neglijarea diferenței interne de potențial dintre metal și semiconductor.

● Diagrama energetică a structurii la echilibru termic este prezentată în figura 7.3.

● Dacă structura se polarizează cu tensiune pe poartă $V_G < 0$ aceasta duce la o acumulare de goluri la suprafața semiconductorului (prin efectul atracției electrostatice). Diagrama energetică și sarcinile din structură sunt prezentate în figura 7.4. Datorită calității de bun izolator a oxidului, curentul prin structură este practic nul, deci nivelul Fermi din semiconductor este constant (ca și la echilibru termic). Sarcina electrică negativă (Q_G) de pe electrodul metalic își găsește corespondentul în semiconductor prin sarcina pozitivă Q_p a golurilor acumulate la suprafață; evident $Q_G = -Q_p$.



Fig. 7.3

● Aplicarea unei tensiuni V_G pozitive duce la respingerea golurilor de la suprafața semiconductorului, deci la formarea unei regiuni golite (de sarcină spațială). Acest regim de lucru al capacitorului MOS se numește *regim de golire*. Diagrama energetică și sarcinile electrice în acest caz sunt prezentate

În figura 7.5. Pe electrodul metalic se găsește sarcina pozitivă Q_G . În semiconductor, în regiunea golită, există o sarcină negativă (Q_S) datorită ionilor acceptori; dacă grosimea regiunii golite este x_d , atunci sarcina $Q_S^{(*)}$ este dată de relația:

$$Q_S = qN_A x_d \quad (7.1)$$

presupunind o dopare uniformă a semiconductorului. Benzile energetice se curbează la suprafață, pe semiconductor stabilindu-se o diferență de potențial Φ_s ; această mărime se numește potențialul suprafeței semiconductorului (în raport cu potențialul contactului metalic al substratului, considerat zero — vezi figura 7.2).

Dacă tensiunea V_G depășește o anumită valoare, benzile energetice se curbează astfel încît la suprafață nivelul Fermi trece în jumătatea de sus a benzii interzise (fig. 7.6); în acest caz, suprafața semiconductorului devine de tip *n*, adică are loc *inversia* semiconductorului, iar sarcina din semiconductor (Q_s) este dată atît de ionii acceptori (Q_A), cît și de electronii din stratul de inversie de la suprafață (Q_n). În condiții de inversie, dependența sarcinii Q_s de potențialul Φ_s este exponențială (vezi în acest sens relația 2.7), iar a sarcinii Q_A — parabolică (la fel ca dependența de tensiune a grosimii regiunii golite la o joncțiune *pn*). De aceea, în mod practic, la o creștere a tensiunii V_G contează numai creșterea

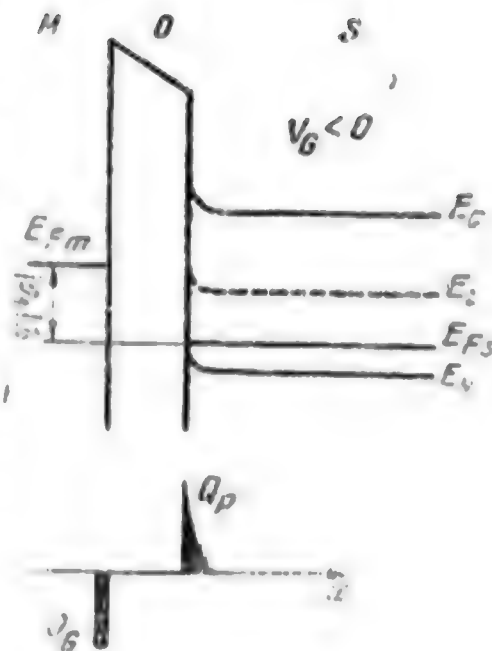


Fig. 7.4

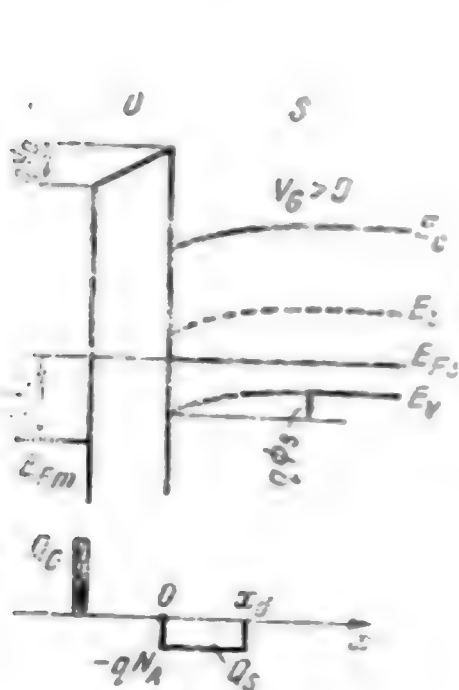


Fig. 7.5

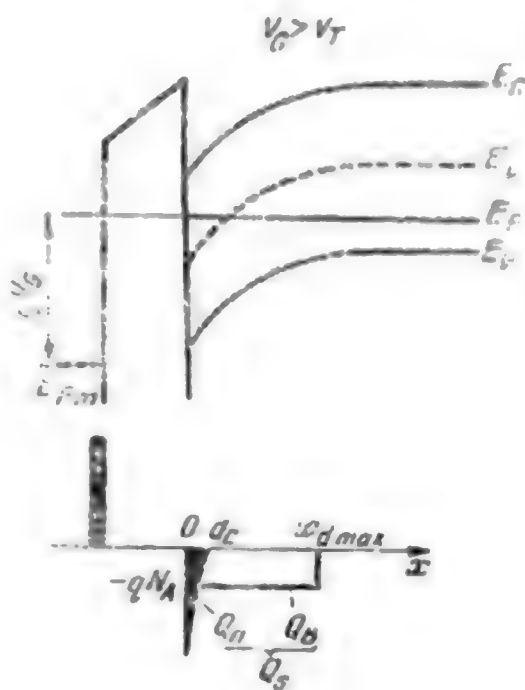


Fig. 7.6

* Toate sarcinile considerate în acest capitol se referă la unitatea de arie.

sarcinii Q_s ; ca urmare, se poate considera că sarcina Q_s și respectiv, x_d ating valori maxime la inversie:

$$Q_s = -qN_A x_{d \max} \quad (7.2)$$

independente de tensiune. În aceste condiții, sarcina din semiconductor este:

$$Q_s = Q_o + Q_s = Q_o - qN_A x_{d \max} \quad (7.3)$$

● Pentru funcționarea tranzistorului MOS interesează calculul tensiunii de poartă pentru care se instalează inversia; această tensiune se notează V_p și poartă denumirea de *tensiune de prag*. Calculul tensiunii de prag pornește de la cunoașterea potențialului de suprafață în momentul obținerii inversiei. Se consideră că inversia se stabilește în momentul în care concentrația de purtători din stratul de inversie (la suprafață) este egală cu concentrația de purtători de sarcină de tip opus din volumul semiconductorului. Notînd cu Φ_F potențialul Fermi din volumul semiconductorului:

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (7.4)$$

rezultă că potențialul suprafeței în momentul inversiei este:

$$\Phi_{s(inv)} = 2\Phi_F \quad (7.5)$$

Tensiunea aplicată pe poartă este dată de:

$$V_G = V_o + \Phi_{s(inv)} \quad (7.6)$$

unde V_o este tensiunea care cade pe stratul de oxid. Întrucît nu se consideră sarcini în oxid, cîmpul electric în această regiune este constant (\mathcal{E}_o); tensiunea V_o este atunci:

$$V_o = \mathcal{E}_o x_o \quad (7.7)$$

Calculul cîmpului în oxid se face în funcție de valoarea cîmpului electric la suprafața semiconductorului (\mathcal{E}_s); în absența oricărei sarcini la interfața oxid-semiconductor, componenta normală a inducției electrice se conservă:

$$k_o \mathcal{E}_o = k_s \mathcal{E}_s \quad (7.8)$$

unde k_o și k_s sînt permitivitățile relative ale oxidului și, respectiv, semiconductorului, iar \mathcal{E}_s -- cîmpul electric la suprafața semiconductorului.

Aplicînd legea fluxului electric printr-o suprafață închisă care conține suprafața semiconductorului și include toată sarcina din semiconductor, rezultă:

$$\mathcal{E}_s = -\frac{Q_s}{k_s \epsilon_o} \quad (7.9)$$

Din aceste considerente, tensiunea pe oxid este:

$$V_o = -\frac{x_o}{k_o \epsilon_o} Q_s = -\frac{Q_s}{C_o} \quad (7.10)$$

unde s-a notat cu C_0 capacitatea specifică (pe unitatea de arie) a stratului de oxid:

$$C_0 = \frac{k_0 \epsilon_0}{x_0}. \quad (7.11)$$

Tensiunea de poartă este legată deci de caracteristicile regiunii golite de la suprafață prin relația:

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_0} + \Phi_s. \quad (7.12)$$

În momentul instalării inversiei, sarcina din stratul de inversie poate fi neglijată în raport cu sarcina ionilor de impuritate, adică $Q_i \ll Q_s$; ținând seama de (7.5), rezultă tensiunea de prag:

$$V_P = -\frac{Q_s}{C_0} + 2\Phi_P. \quad (7.13)$$

Pentru determinarea completă a tensiunii de prag, trebuie cunoscută adâncimea maximă a regiunii golite de la suprafață, $x_{d\max}$ (vezi relația 7.2). Pentru aceasta se determină mai întâi dependența adâncimii regiunii golite, x_d , de potențialul la suprafață Φ_s . Utilizând aproximația de golire, la fel ca la o joncțiune pn, se obține:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} \Phi_s}. \quad (7.14)$$

Relația de mai sus permite calculul lui $x_{d\max}$ considerând condiția de inversare $\Phi_{s(\text{inv})} = 2\Phi_P$.

7.1.2. Capacitorul MOS real

Capacitorul MOS real are o tensiune de prag diferită de expresia (7.13) prin adăugarea unor termeni suplimentari. Acești termeni se referă în special la sarcini electrice în oxid și la interfața oxid — semiconductor, sarcini inerente procesului tehnologic. Acestea sînt:

— sarcina din interiorul stratului de oxid, de semn pozitiv, a cărei densitate se notează $\rho(x)$ (axa x se consideră de-a lungul structurii — vezi figura 7.2);

— sarcina de la interfața oxid-semiconductor, notată cu Q_{is} . Această sarcină are o componentă de valoare fixă (de semn pozitiv) și o componentă dependentă de Φ_s , datorată stărilor rapide de suprafață (vezi capitolul 4).

În afara acestor sarcini, tensiunea de prag este influențată și de diferența potențialelor de extracție a electronului din metal (Φ_M) și din semiconductor (Φ_S). Această diferență se notează $\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S$ și determină un schimb de sarcini între metal și semiconductor.

Toate aceste observații explică faptul că benzile energetice ale semiconductorului sînt curbate la suprafață chiar în absența tensiunii de poartă. Efectul global al acestor cauze se poate măsura prin aplicarea pe poartă a unei tensiuni astfel încît semiconductorul să aibă benzile energetice constante în toată adâncimea sa; această tensiune se notează V_{FB} și se numește tensiune de benzi netede. Expresia ei este dată de:

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{is}}{C_0} - \frac{1}{C_0} \int_{x_0}^{x_s} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx; \quad (7.15)$$

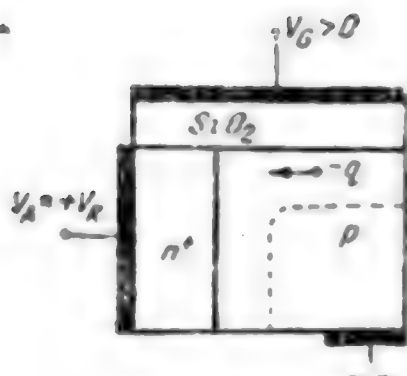


Fig. 7.7

pentru tehnologia curentă a siliciului, $V_{FB} < 0$. În aceste condiții tensiunea de prag devine :

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_s}{C_o} + 2\Phi_F. \quad (7.16)$$

7.2. INVERSIA SEMICONDUCTORULUI ÎN PREZENȚA UNEI JONȚIUNI

Structura tranzistorului MOS, prezentată în figura 7.1, arată că zona de semiconductor de sub poartă este încadrată între două joncțiuni. Prezența unei joncțiuni modifică tensiunea de prag față de valoarea dată de relația (7.16). Discuția se face pe un model simplificat, prezentat în figura 7.7*. *Joncțiunea n^+p se consideră polarizată invers ($V_A = V_R$), situație care corespunde funcționării normale a tranzistorului MOS.*

Aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă face ca regiunea de sarcină spațială a joncțiunii să se extindă și la suprafața semiconductorului, pe toată lungimea electrodului de poartă. În această situație, realizarea unui strat de inversie prin aducerea electronilor la suprafața semiconductorului este împiedicată de existența unui gradient de potențial de-a lungul suprafeței ; într-adevăr, un electron aflat la suprafață este colectat de joncțiune, contribuind la formarea curentului ei în polarizare inversă. Acumularea de electroni la suprafață este posibilă numai din momentul în care potențialul suprafeței devine egal cu V_R , ceea ce duce la anulara gradientului de potențial de-a lungul suprafeței. *Condiția de instalare a inversiei devine :*

$$\Phi_{s(max)} = V_R + 2\Phi_F. \quad (7.17)$$

iar tensiunea de prag, în noile condiții, este dată de :

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_s}{C_o} + 2\Phi_F + V_R. \quad (7.18)$$

○ **Observație.** Dacă joncțiunea nu este polarizată ($V_A = V_R = 0$), tensiunea de prag recapătă valoarea dată de relația (7.16).

7.3. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI MOS

Fie un tranzistor MOS cu canal n^{**} , al cărui model este prezentat în figura 7.8. Sursa se leagă la substrat și constituie nivelul de referință a potențialelor (masă). Tensiunile de poartă (V_{GS}) și de drenă (V_{DS}) sînt pozitive. Pentru tensiuni de poartă $V_{GS} < V_T$ nu apare canal la suprafață și, ca urmare, curentul de drenă (I_D) este nul.

* Această structură poartă denumirea de *diodă cu poartă* și reprezintă un dispozitiv de test a suprafeței semiconductorului.

** Tranzistorul MOS cu canal p se descrie identic ; în calcule se preferă varianta cu canal n , deoarece tensiunile de poartă și de drenă sînt pozitive.

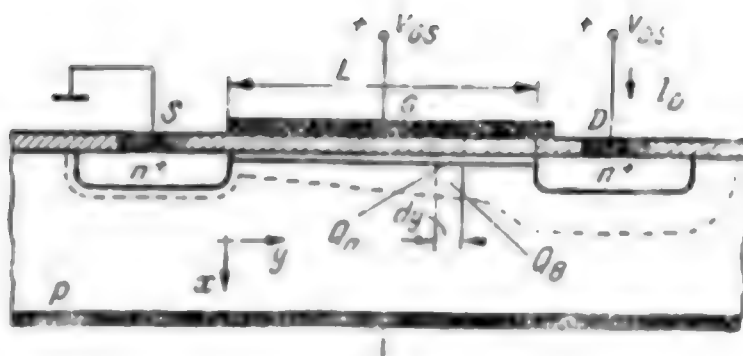


Fig. 7.8

Dacă tensiunea de poartă depășește valoarea de prag, între sursă și drenă se formează un canal n care permite conducția curentului electric (cu atât mai bine cu cât tensiunea V_{GS} este mai mare). Întrucît joncțiunea sursă-substrat nu este polarizată, tensiunea de prag este dată de relația (7.16). Dacă tensiunea de drenă este mică, canalul se întinde pînă la drenă, adică și aici se îndeplinește condiția de inversie dată de relația (7.18), unde $V_R = V_{DS}$.

Caracteristicile statice ale tranzistorului reprezintă dependența curentului de drenă de tensiunile de poartă și de drenă:

$$I_D = I_D(V_{GS}, V_{DS}).$$

Pentru deducerea lor trebuie exprimată rezistența canalului; concentrația de purtători din canal depinde de coordonata y de-a lungul suprafeței, datorită existenței tensiunii de drenă. Rezistența dR a unei secțiuni infimezimale a canalului este dată de:

$$dR = \frac{dy}{\bar{\sigma}(y)Zd_s}, \quad (7.19)$$

unde $\bar{\sigma}(y)$ reprezintă conductivitatea medie a canalului (medierea se consideră de-a lungul axei x), Z este lățimea canalului, iar d_s este „grosimea” acestuia (vezi figura 7.6). Conductivitatea medie se calculează conform relației:

$$\bar{\sigma}(y) = \frac{1}{d_s} \int_0^{d_s} \sigma(x, y) dx = \frac{1}{d_s} \int_0^{d_s} qn(x, y) \mu_n dx = -\mu_n \frac{Q_s(y)}{d_s}, \quad (7.20)$$

unde s-a considerat o mobilitate constantă. Atunci, relația (7.19) devine:

$$dR = -\frac{dy}{Z\mu_n Q_s(y)}. \quad (7.21)$$

Sarcina $Q_s(y)$ rezultă din relațiile (7.3) și (7.12):

$$Q_s(y) = -[V_{GS} - V_{FB} - \Phi_s(y)]C_0 - Q_b(y), \quad (7.22)$$

unde s-a ținut seamă de corecția adusă de tensiunea de benzi netede.

Variația potențialului de suprafață de-a lungul axei y se datorește prezenței joncțiunii drenă-substrat, polarizată invers. Întrucît canalul

există pentru orice y între sursă și drenă, Φ_s rezultă din condiția de inversare (relația 7.17):

$$\Phi_s(y) = V(y) + 2\Phi_F, \quad (7.23)$$

unde $V(y)$ este tensiunea inversă dintr-o secțiune a canalului. Această tensiune are valorile limită $V(0) = 0$ la sursă și $V(L) = V_{DS}$ la drenă; dependența ei de coordonata y rezultă din căderea de tensiune produsă de trecerea curentului I_D prin canal.

Sarcina ionilor acceptori este dată de:

$$Q_s(y) = -qN_A x_{i-1}(y) = -qN_A \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} (V(y) + 2\Phi_F)}, \quad (7.24)$$

în concordanță cu relațiile (7.14) și (7.23); rezultă că și sarcina Q_s din regiunea golită crește de la sursă spre drenă.

● Avînd în vedere precizările făcute mai sus, de-a lungul unei secțiuni infinitesimale a canalului se stabilește o cădere de tensiune:

$$dV(y) = I_D dR = -I_D \frac{dy}{2\mu_s Q_s(y)}. \quad (7.25)$$

Integrînd relația (7.25) de la sursă ($y = 0$; $V(0) = 0$) pînă la drenă ($y = L$; $V(L) = V_{DS}$), rezultă:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_s C_o \left\{ \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2} \right] V_{DS} - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2k_s \epsilon_s q N_A}}{C_o} [(V_{DS} + 2\Phi_F)^{3/2} - (2\Phi_F)^{3/2}] \right\}, \quad (7.26)$$

ceea ce reprezintă ecuația caracteristicii statice.

Această ecuație este valabilă numai atunci cînd canalul există în totalitate de la sursă la drenă. Creșterea tensiunii V_{DS} duce la micșorarea sarcinii Q_s din dreptul drenului pînă la completa dispariție a canalului din această regiune (fig. 7.9). Într-adevăr, la creșterea tensiunii V_{DS} , potențialul suprafeței de lângă drenă: $\Phi_s(L) = V_{DS} + 2\Phi_F$ va crește și va duce la scăderea sarcinii specifice de lângă drenă (vezi relația 7.22):

$$Q_s(L) = -[V_{GS} - V_{FB} - V_{DS} - 2\Phi_F]C_o - Q_B(L). \quad (7.27)$$

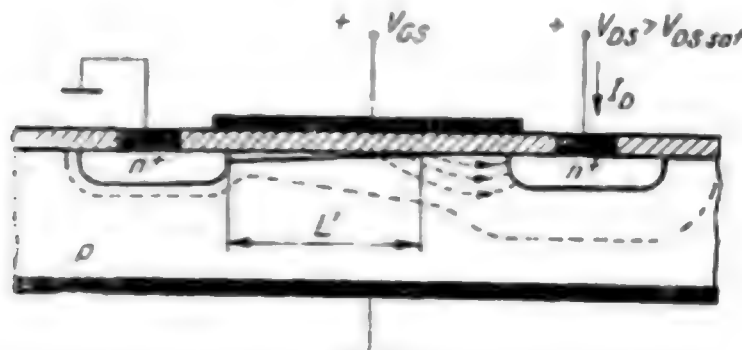


Fig. 7.9

Pentru tensiunea $V_{DS} = V_{DSsat}$ (tensiunea de saturație), canalul dispare de lângă drenă adică $Q_n(L) = 0$; conform relației de mai sus, tensiunea de drenă de saturație rezultă din :

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F + \frac{Q_n(L)}{C_0} \quad (7.28)$$

unde $Q_n(L)$ depinde implicit de V_{DSsat} conform relației 7.24, pentru $V(y) = V(L) = V_{DSsat}$. Rezolvind ecuația (7.28) se obține :

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F + \frac{k_s \epsilon_0 q N_A}{C_0} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2C_0^2 (V_{GS} - V_{FB})}{k_s \epsilon_0 q N_A}} \right] \quad (7.29)$$

Pentru tensiuni de drenă $V_{DS} > V_{DSsat}$ calculele anterioare nu mai sînt valabile. Acum canalul se scurtează ($L' < L$, conform figurii 7.9), potențialul său la capătul dinspre drenă fiind aproximativ :

$$\Phi_s(L) \cong V_{DSsat} + 2\Phi_F \quad (7.30)$$

Tensiunea de drenă cade în principal pe regiunea de sarcină spațială a drenii, de-a lungul canalului menținându-se o tensiune constantă : $V(L') - V(0) = V_{DSsat}$. Ca urmare, rezistența canalului nu mai este influențată de tensiunea de drenă. Toți purtătorii care părăsesc canalul sînt colectați de drenă prin regiunea de sarcină spațială, conform liniilor de curent prezentate în figura 7.9. În acest caz, curentul de drenă nu mai este controlat de V_{DS} , menținându-se la o valoare constantă, dată de mărimea curentului în momentul dispariției canalului lângă drenă. Această comportare justifică denumirea de *saturație* a acestui regim de lucru.

○ **Observație.** În realitate, în regiunea de saturație, curentul de drenă prezintă o mică creștere cu tensiunea de drenă, datorită scăderii lungimii L' a canalului. Efectul este mai pronunțat la tranzistoarele cu canal de lungime L mică (canal scurt).

Caracteristicile statice sînt prezentate în figura 7.10. Cu linie întreruptă s-a delimitat regiunea de saturație de restul regiunii de lucru ; regimul pentru $V_{DS} < V_{DSsat}$ este cunoscut sub denumirea de *regim liniar* (la tensiuni V_{DS} foarte mici) sau *crasiliniar*.

● Pentru utilizatorii tranzistoarelor MOS, ecuația (7.26) a caracteristicilor statice este greoaie și se încearcă forme simplificate. O astfel de soluție se poate da pentru tranzistoare MOS realizate pe substrat de rezistivitate mare (N_A mic), ceea ce corespunde la majoritatea cazurilor. Atunci se poate neglija sarcina ionilor de impuritate ($Q_n \cong 0$) și relația (7.26) devine :

$$I_D \cong \frac{Z}{L} \mu_n C_0 \left(V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS} \quad (7.31)$$

În aceeași aproximație, tensiunea de prag are expresia (vezi relația 7.16) :

$$V_T \cong V_{FB} + 2\Phi_F \quad (7.32)$$

Atunci, ecuația caracteristicii statice în regiunea crasiliniară este :

$$I_D = 2\beta \left[\left(V_{GS} - V_T \right) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right],$$

$$0 < V_{DS} < V_{DSsat}$$

$$(7.33)$$

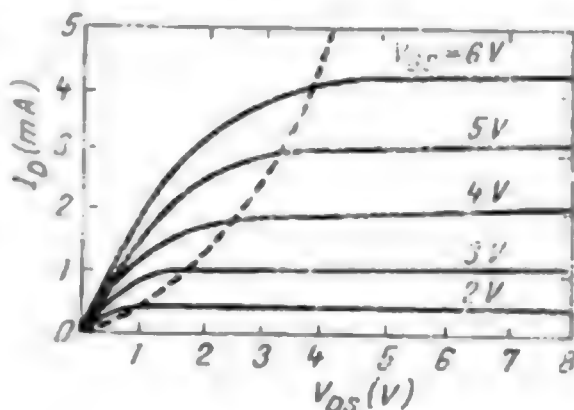


Fig. 7.10

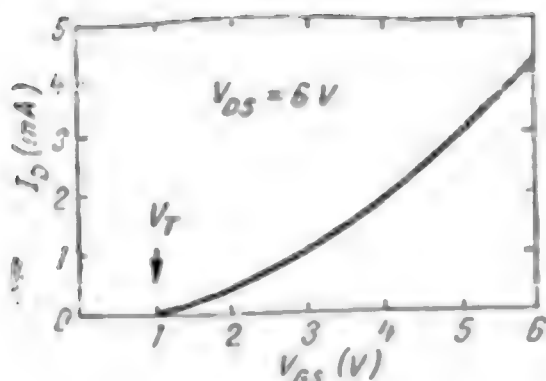


Fig. 7.11

unde $\beta = Z\mu_n C_0/2L$ este un parametru constructiv al tranzistorului. Tensiunea de saturație (7.29) are forma aproximativă:

$$\begin{aligned} V_{DSsat} &\approx V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F = \\ &= V_{GS} - V_T. \end{aligned} \quad (7.34)$$

● In zona de saturație, curentul are o valoare constantă în raport cu V_{DS} , dată de relația (7.33) pentru $V_{DS} = V_{DSsat}$:

$$I_D = \beta(V_{GS} - V_T)^2; V_{DS} > V_{DSsat} \quad (7.35)$$

Dependența de mai sus reprezintă expresia caracteristicii de transfer a tranzistorului MOS în regiunea de saturație. În figura 7.11 se prezintă această caracteristică pentru tranzistorul ale cărui caracteristici statice (de ieșire) sînt date în figura 7.10.

● Tranzistoarele MOS moderne se realizează într-o largă varietate constructivă. Una dintre principalele direcții de evoluție este legată de creșterea vitezei de lucru. În acest sens, canalul se realizează din ce în ce mai scurt, iar la suprafață se creează un câmp electric intern printr-o dotare neuniformă a substratului; toate acestea duc la un timp de tranzit scăzut al purtătorilor în drumul de la sursă la drenă. Modificările constructive duc și la modificări ale teoriei elementare. Iată cîteva dintre ele:

- dependența mobilității de câmpul electric de la suprafață;
- apariția unui curent suplimentar prin regiunea de golire (în paralel cu cel din canal) într-un mod asemănător ca la fenomenul de pătrundere la tranzistorul bipolar;
- micșorarea tensiunii de prag datorită creșterii contribuției drenului la formarea regiunii de golire de sub canal (pentru tranzistoarele cu canal scurt).

De aceea, o exprimare mai realistă a caracteristicii de transfer în regiunea de saturație este dată de:

$$I_D = \beta(V_{GS} - V_T)^m; V_{DS} > V_{DSsat} \quad (7.36)$$

unde m este un coeficient cuprins între 1 și 2.

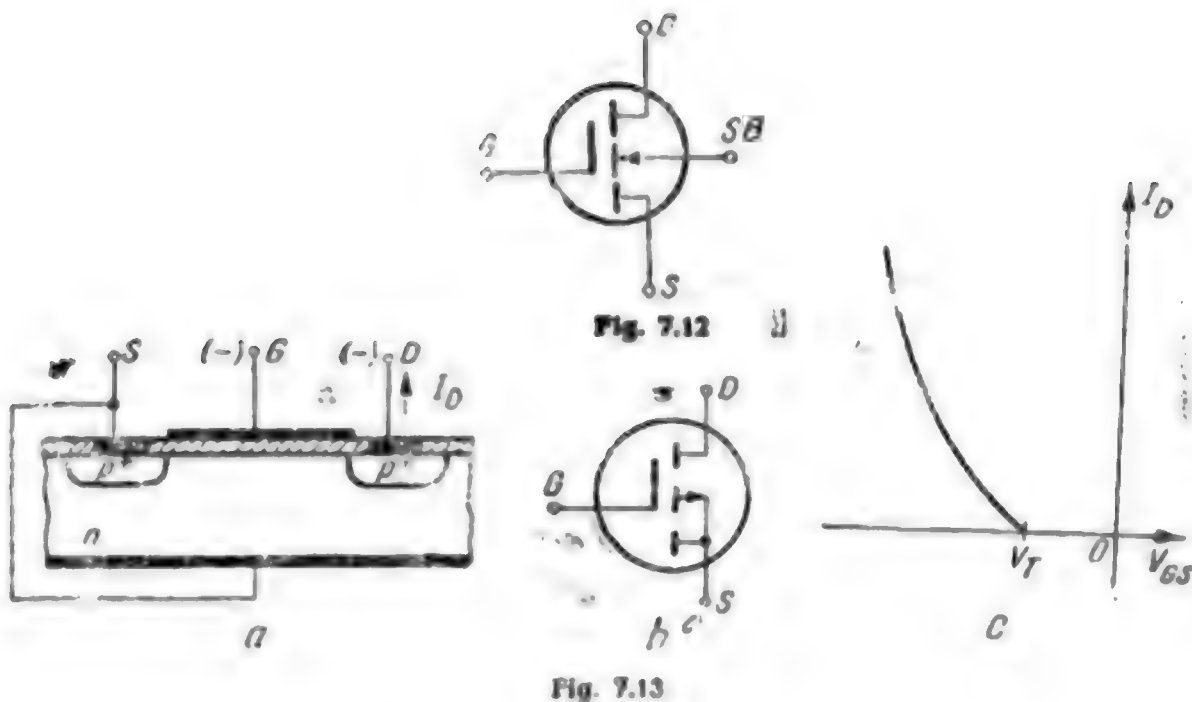
La tensiuni de drenă mari, intervin fenomenele de multiplicare în avalanșă și străpungere a dispozitivului datorate joncțiunii drenă-substrat.

○ Notă. Din punctul de vedere al dependenței de temperatură, tranzistoarele MOS prezintă avantaje deosebite față de tranzistoarele bipolare. La creșterea temperaturii (V_{GS} , V_{DS} constante), curentul de drenă scade, datorită scăderii mobilității (prin intermediul lui β); dependența este foarte slabă. Ca urmare tranzistoarele MOS nu prezintă fenomenele de străpungere secundară și ambalare termică.

7.4. TIPURI DE TRANZISTOARE MOS. SIMBOLURI

● Tranzistorul MOS cu canal n are simbolul prezentat în figura 7.12. De cele mai multe ori, substratul este legat la sursă în interiorul capsulei.

● În figura 7.13 este prezentat un tranzistor MOS cu canal p (a), simbolul corespunzător (b) și caracteristica de transfer (c); ambele tensiuni,



V_{GS} și V_{DS} sunt negative. Aceste tranzistoare au canal indus prin aplicarea unei tensiuni V_{GS} mai mari decât valoarea de prag.

● Unele tranzistoare prezintă canal chiar la $V_{GS} = 0$ și se numesc tranzistoare cu canal inițial. Această situație se întâlnește în special la tranzistoarele cu canal n : datorită unei tensiuni $|V_{FB}|$ mari ($V_{FB} < 0$), tensiunea de prag V_T poate deveni negativă. Caracteristica de transfer are forma din figura 7.14.a, iar simbolul tranzistorului este prezentat în figura 7.14.b. Un asemenea tranzistor poate lucra cu orice polaritate a tensiunii de poartă. Dacă $V_{GS} > 0$, regimul de lucru se numește *regim de îmbogățire*, datorită creșterii concentrației de electroni în canal; dacă $V_{GS} < 0$, regimul poartă denumirea de *regim de sărăcire* și dăe la scăderea concentrației de electroni din canal până la dispariția lui ($V_{GS} = V_T$).

● În scopul reducerii lungimii canalului, o soluție modernă o oferă tranzistorul VMOS (fig. 7.15). Structura prezentată seamănă cu un tranzistor bipolar $n-p-n$ care prezintă o corodare în V . Pereții V -ului sunt acoperiți cu oxid, iar deasupra se află electrodul de poartă. Canalul se formează în regiunea p , echivalentă bazei tranzistorului, deci are o lungime foarte mică

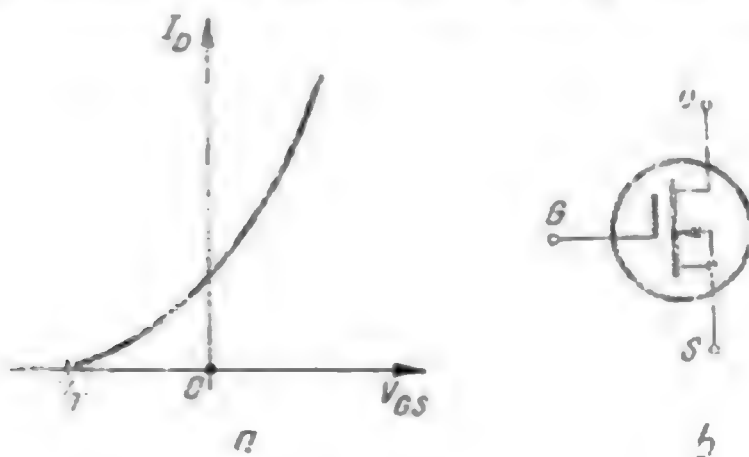


Fig. 7.14

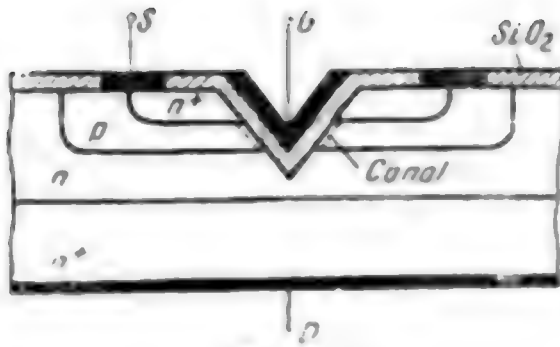


Fig. 7.15



Fig. 7.16

(< 1 μm). Zona echivalentă colectorului reprezintă drena; situarea acesteia pe fundul plachetei permite evacuarea ușoară a căldurii, ceea ce recomandă structura pentru aplicații de putere.

● **Tranzistoare MOS protejate.** Una dintre problemele utilizării tranzistoarelor MOS este *protecția intrării*. Datorită grosimii reduse a oxidului ($x_0 < 1000 \text{ \AA}$), aceasta se străpunge la tensiuni de poartă mici ($V_{GS} \approx \approx 60 \text{ V}$). Străpungerea poate avea loc chiar prin simpla atingere a electrodului de poartă cu mâna sau cu obiecte de îmbrăcăminte electrizate; acest lucru este posibil deoarece electrodul de poartă acumulează sarcini, oxidul fiind un bun dielectric. De aceea, se iau precauții în manipularea tranzistoarelor MOS. În vederea protejării lor, unele tranzistoare au o diodă Zener încorporată în structură și conectată între poartă și sursă. Simbolul unui tranzistor MOS protejat este prezentat în figura 7.16. La creșterea tensiunii de poartă peste valoarea de stabilizare a diodei Zener, aceasta se deschide și limitează tensiunea aplicată ($V_{GS} = V_Z$). Dezavantajul utilizării diodelor de protecție constă în micșorarea impedanței de intrare a tranzistorului.

7.5. REGIMUL VARIABIL DE SEMNAL MIC

Utilizarea tranzistoarelor MOS în circuite de amplificare necesită stabilirea unei scheme echivalente pentru regimul variabil de semnal mic. Tranzistorul lucrează în regiunea de saturație.

● Dacă frecvența semnalului este joasă, se poate adopta ipoteza cvasistacionară, potrivit căreia dependența între valorile instantanee ale mărimilor electrice (i_D , v_{GS} , v_{DS}) este aceeași ca în curentul continuu; conform relației (7.36):

$$i_D = \beta(v_{GS} - V_T)^m; v_{DS} < V_{DSsat}. \quad (7.37)$$

Atunci, pentru variații foarte mici ale tensiunii de poartă (dv_{GS}) și de drenă (dv_{DS}), se obțin variații ale curentului de drenă (di_D) date de:

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} dv_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} dv_{DS}; \quad (7.38)$$

notînd variațiile mici de semnal: $dv_{DS} = v_d$, $dv_{GS} = v_g$ și $di_D = i_d$, rezultă o relație între componentele variabile ale mărimilor electrice:

$$\begin{aligned} i_d &= \beta m (V_{GS} - V_T)^{m-1} v_g + (V_{GS} - V_T)^m \frac{\partial \beta}{\partial v_{DS}} v_d = \\ &= g_m \cdot v_g + \frac{1}{r_d} v_d. \end{aligned} \quad (7.39)$$

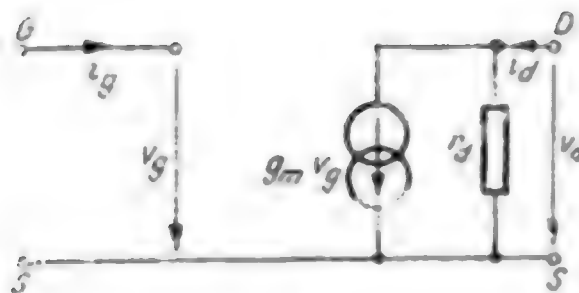


Fig. 7.17

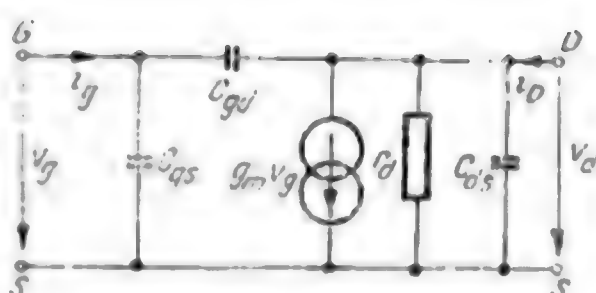


Fig. 7.18

În relația (7.39) s-au utilizat următoarele notații :

g_m — panta tranzistorului la frecvențe joase, dată de :

$$g_m = \beta m (V_{GS} - V_T)^{m-1} = \frac{m I_D}{V_{GS} - V_T}, \quad (7.40)$$

r_d — rezistența diferențială a canalului în regiunea de saturație :

$$r_d^{-1} = (V_{GS} - V_T)^m \frac{\partial \beta}{\partial v_{DS}} = \frac{I_D}{\beta} \cdot \frac{\partial \beta}{\partial v_{DS}}. \quad (7.41)$$

Rezistența r_d ține seama de variația relativ slabă a curentului de drenă de tensiunea de drenă, prin intermediul lui β (efect de scurtare a canalului); valorile tipice pentru r_d la tranzistoare MOS de mică putere se înscriu în guma zeci-sute de kilohmi, fiind mai mici pentru tranzistoarele cu canal scurt.

Valorile tipice ale pantei la aceeași categorie de tranzistoare MOS se înscriu în limitele $1 \div 10 \text{ mA/V}$, sensibil mai scăzute decît valorile corespunzătoare tranzistoarelor bipolare.

Curentul de poartă (i_G) are valori foarte mici ($10^{-14} \div 10^{-16} \text{ A}$) datorită calității de bun izolant a bioxidului de siliciu ; de aceea, el se neglijează sau, echivalent, impedanța de intrare se consideră infinită. Pe baza acestei observații și a relației (7.39) se deduce circuitul echivalent de semnal mic și joasă frecvență, prezentat în figura 7.17.

● La frecvențe mai mari, circuitul echivalent se completează cu capacitățile structurii, C_{gs} , C_{gd} și C_{ds} , conform figuri 7.18. Panta, în acest caz, depinde de frecvență prin efectul timpului de tranzit al purtătorilor de sarcină prin canal.

7.6. ALIMENTAREA ÎN CURENT CONTINUU A TRANZISTOARELOR MOS

Alegerea unui anumit punct static de funcționare se face în funcție de scopul dorit : obținerea unei anumite pante, folosirea unei regiuni cît mai liniare a caracteristicilor etc.

● Pentru tranzistoarele MOS cu canal indus, tensiunile de poartă și de drenă au aceeași polaritate. Ca urmare, pentru polarizare se poate folosi un circuit simplu, cu o singură sursă de curent continuu (fig. 7.19).

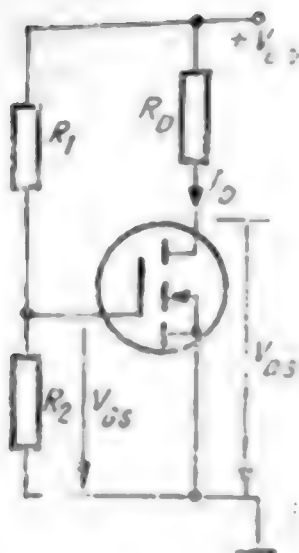


Fig. 7.19

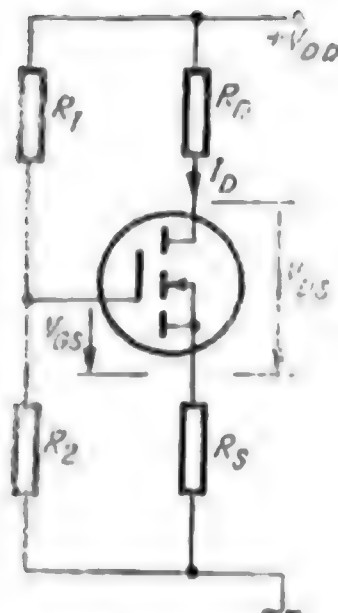


Fig. 7.20

Tensiunea aplicată pe poartă este determinată de divizorul rezistiv R_1 , R_2 :

$$V_{GS} = V_{DD} \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.42)$$

Pe baza caracteristicii de transfer (7.36) se poate determina curentul I_D ; tensiunea de drenă este atunci:

$$V_{DS} = V_{DD} - R_D I_D \quad (7.43)$$

● **Tranzistoarele cu canal inițial** trebuie polarizate astfel încît tensiunea de poartă să poată căpăta atât valori pozitive, și negative. În figura 7.20 se prezintă un astfel de circuit, care folosește o singură sursă de alimentare. Tensiunea de poartă se calculează cu relația:

$$V_{GS} = V_{DD} \frac{R_2}{R_1 + R_2} - R_S I_D \quad (7.44)$$

combinată cu expresia caracteristicii de transfer. Se observă posibilitatea realizării ambelor semne pentru tensiunea de poartă.

Soluția de polarizare oferită de acest circuit se numește *polarizare automată* (denumirea provine de la obținerea unei tensiuni pe rezistența R_S prin trecerea curentului propriu al tranzistorului).

○ **Notă.** Circuitele de curent continuu ale tranzistoarelor MOS nu au, de regulă, sarcina stabilizării termice a punctelor statice de funcționare, datorită dependenței slabe de temperatură a caracteristicilor statice.

7.7. DISPOZITIVE CU TRANSFER DE SARCINĂ

Dispozitivele cu transfer de sarcină realizează trecerea unei cantități de sarcină mobilă stocată într-un element semiconductor spre un element de stocare similar aflat în vecinătate, ca urmare a unei comenzi electrice exterioare.

Dispozitivele cu transfer de sarcină funcționează în cascadă, unul după celălalt, fiind realizate într-o singură plăcuță semiconductoră, sub formă de circuit integrat. Semnalul prelucrat este conținut în cantitatea de sarcină transferată; funcția circuitului este de întârziere variabilă a acestui semnal prin transferul de la o celulă la alta.

Studiul dispozitivelor cu transfer de sarcină în cadrul acestui capitol este determinată în primul rând de asemănarea tehnologică cu tranzistoarele MOS. În al doilea rând, înțelegerea unor fenomene fizice este legată de capacitorul și tranzistorul MOS.

Familia dispozitivelor cu transfer de sarcină reunește trei categorii de structuri:

- dispozitive cuplate prin sarcină (CCD—Charge-Coupled Devices);
- dispozitive bucket-brigade (BBD);
- dispozitive cu injecție de sarcină (CID — Charge-Injection Devices).

În cele ce urmează, se va descrie capacitorul MOS ca element de stocare a sarcinii în regimul de golire adâncă și un dispozitiv cuplat prin sarcină cu comandă în trei faze.

7.7.1. Capacitorul MOS în regim de golire adâncă

Se consideră un capacitor MOS pe substrat p , identic cu cel prezentat în figura 7.2. Regimul de golire adâncă se obține prin aplicarea pe poartă a unui semnal treaptă de amplitudine $V_G > V_T$ (fig. 7.21, *a* și *b*). Deși este îndeplinită condiția electrică de apariție a inversiei, stratul de inversie nu apare instantaneu. Acest lucru se explică prin faptul că purtătorii minoritari care formează acest strat apar prin fenomenul de generare termică, care are constante de timp foarte mari. Imediat după aplicarea impulsului de tensiune, capacitorul răspunde prin respingerea golurilor majoritare la o distanță $x_d(0)$; întrucât, la acest moment, $Q_n(0) = 0$, echilibrarea sarcinii pozitive de pe poartă se face printr-o valoare mai mare a sarcinii de ioni acceptori față de cazul echilibrului, adică $x_d(0) > x_{d,max}$. Această situație justifică denumirea de regim de golire adâncă. În regiunea de golire formată apar perechi electron-gol, prin generare termică; electronii trec spre suprafață și formează treptat

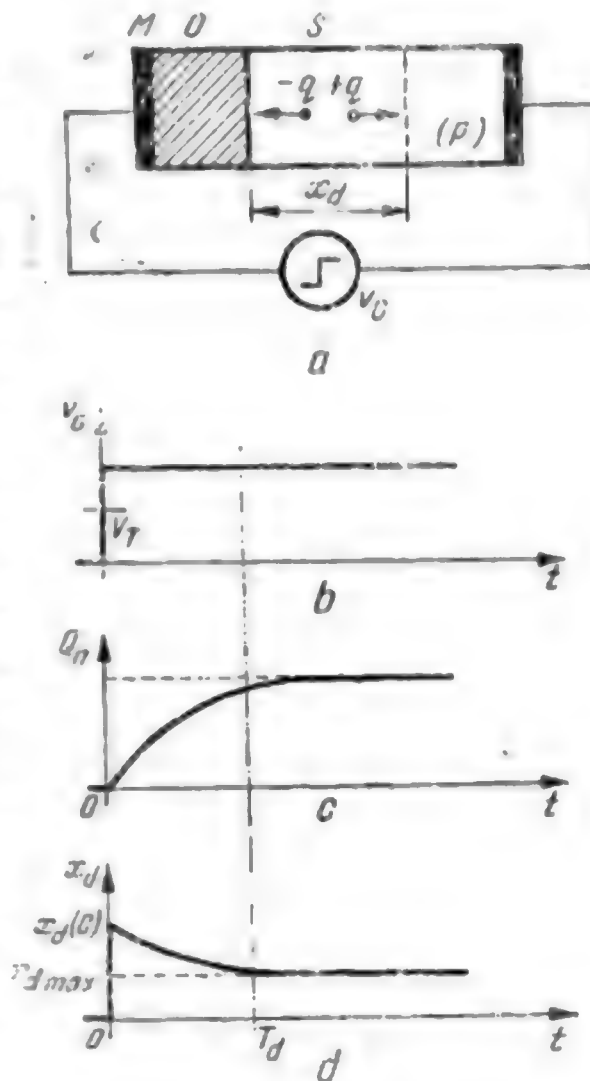


Fig. 7.21

stratul de inversie, iar golurile trec spre volumul semiconductorului reducând adâncimea de golire. În figurile 7.21, *c* și *d* s-a reprezentat, calitativ, dependența de timp a sarcinii din stratul de inversie (Q_s) și a adâncimii de golire (x_d). Procesul de revenire la echilibru durează un timp T_d ; pentru un proces tehnologic îngrijit, valoarea tipică a timpului T_d este 1 s.

La începutul procesului de golire adîncă, capacitorul MOS are o lipsă de purtători minoritari; dacă aceștia sînt injectați din exterior, capacitorul este pregătit electric pentru a-i primi la suprafața semiconductorului. Aceasta este funcția de stocare; timpul de stocare trebuie să fie mult mai mic decît timpul T_d pentru ca mărimea sarcinii stocate să nu fie influențată de purtătorii minoritari proprii provocați prin generare termică. O stocare suplimentară se poate realiza prin transferarea sarcinii immagazinate spre un alt condensator vecin, care se află la începutul regimului de golire adîncă ș.a.m.d.

7.7.2. Dispozitive cuplate prin sarcină (CCD) cu trei faze

Schema de principiu a dispozitivului este prezentată în figura 7.22, *a*, iar diagramele tensiunilor pe electrozi — în figura 7.22, *b*.

Semnalul se aplică printr-o joncțiune n^+p de intrare (DI), prevăzută cu poartă (PI). Ieșirea se face pe altă joncțiune n^+p (DE) cu poartă (PE); această joncțiune este polarizată invers prin intermediul sursei E și a rezistenței de sarcină R . Pe suprafața oxidului, între cele două joncțiuni sînt plasați trei electrozi metalici, conectați la potențialele Φ_1 , Φ_2 și Φ_3 . Comanda celor trei electrozi se face pe rînd, cu semnale dreptunghiulare avînd front de scădere lin.

În regim de așteptare, joncțiunea DI este polarizată invers astfel încît sub poarta PI nu există strat de inversare; aceeași situație se întîlnește și la joncțiunea de ieșire.

La momentul t_1 se înscrie informația prin scăderea tensiunii DI ; aceasta duce la formarea unui canal sub PI care „împle” cu sarcină primul condensator MOS aflat în regiuni de golire adîncă (Φ_1 are valoare mare).

La momentul t_2 sarcina se transferă celui de-al doilea condensator, prin trecerea lui în regim de golire adîncă. Acest lucru este posibil prin scăderea treptată a lui Φ_1 care asigură „pomparea” sarcinii spre al doilea condensator. Dacă frontul de scădere a impulsurilor de comandă ar fi rapid, ar pierde sarcină prin injectarea ei în substrat.

La momentul t_3 continuă transferul spre al treilea condensator. Acest condensator va determina la momentul t_4 injecția electronilor stocați spre regiunea de sarcină spațială a joncțiunii de ieșire; ca urmare, va crește curentul ei invers și va scădea tensiunea de ieșire (DE) refăcînd semnalul de la intrare după o întîrziere $t_i = t_4 - t_1 \approx 3t_\phi$.

O Precizare. Celula de întîrziere trebuie să conțină trei elemente de stocare pentru a avea siguranța transferului sarcinii numai într-o singură direcție.

○ Notă. Pentru a realiza întârzieri mari, între cele două joncțiuni, de intrare și de ieșire, se inserează un număr crescut de triplete de electrozi metalici.

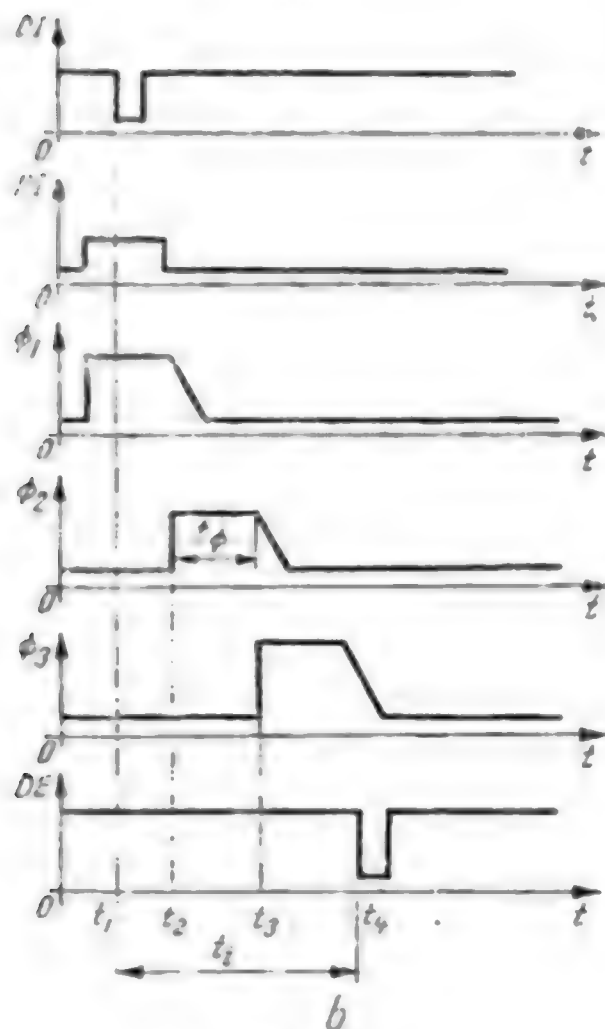
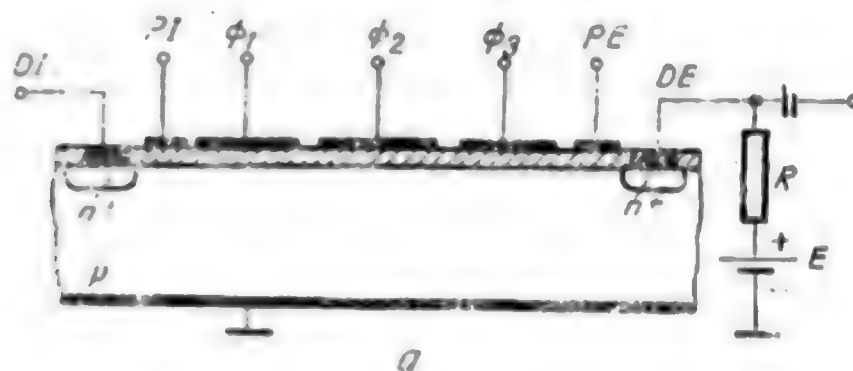


Fig. 7.22

Capitolul 8

ALTE DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE CU JONCTIUNI

8.1. INTRODUCERE

În capitolele precedente s-au prezentat dispozitivele semiconductoare bipolare cu una sau două jonctiuni: dioda pn , tranzistorul bipolar. În acest capitol vom studia dispozitivele semiconductoare cu trei sau mai multe jonctiuni denumite **dispozitive multijonctiune**. Aceste dispozitive au la bază structura $pnpn$, care are patru straturi și trei jonctiuni și care, datorită caracteristicii sale $I-V$ cu două stări stabile, se folosește în circuite de comutație. Vor fi prezentate următoarele dispozitive multijonctiune: dioda $pnpn$, diacul, tiristorul convențional, tiristorul letrodă, tiristorul bioperațional și triacul.

Un alt dispozitiv pe care îl vom trata în acest capitol este **tranzistorul unijonctiune** care în anumite variante are o singură jonctiune, iar în altele are structură $pnpn$, proprietățile sale fiind tot de comutator. Vor fi prezentate: tranzistorul unijonctiune convențional, tranzistorul unijonctiune programabil și tranzistorul unijonctiune complementar.

Dispozitivele multijonctiune și tranzistorul unijonctiune se folosesc în circuite de impulsuri, circuite pentru conversia energiei electrice, circuite de comutație. Pe lângă aspectele fizice care stau la baza funcționării acestor dispozitive, vor fi prezentate și aplicații tipice ale acestora în circuit.

8.2. DIODA $pnpn$

8.2.1. Caracteristica statică curent--tensiune

Dioda $pnpn$ este o structură de siliciu monocristalin cu patru zone alternativ dopate cu impurități acceptoare și donoare.

În figura 8.1, a este prezentat schematic modelul unidimensional al acestui dispozitiv cu trei jonctiuni (J_1, J_2, J_3). Zonele extreme p_1^+, n_4^+ , mai puternic dopate, se numesc **emitori**, iar zonele interioare n_2, p_3 se numesc **baze**. Emitorul p_1^+ se mai numește **anod**, iar emitorul n_4^+ **catod**. Jonctiunile se află la distanțe mici între ele, astfel ca regiunile $A - J_2$ și $J_1 - C$ să poată îndeplini funcția de tranzistor. Dioda $pnpn$ se întâlnește în literatură și sub alte denumiri: *dinistor*, *diodă Shockley*, *diodă cu patru straturi*. Simbolul acestui dispozitiv, precum și sensurile pozitive pentru curent și tensiune, sînt prezentate în figura 8.1, b.

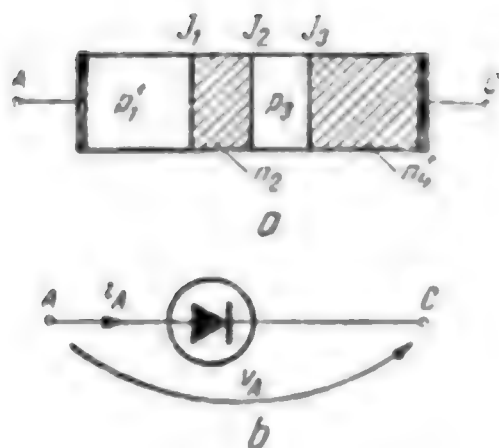


Fig. 8.1

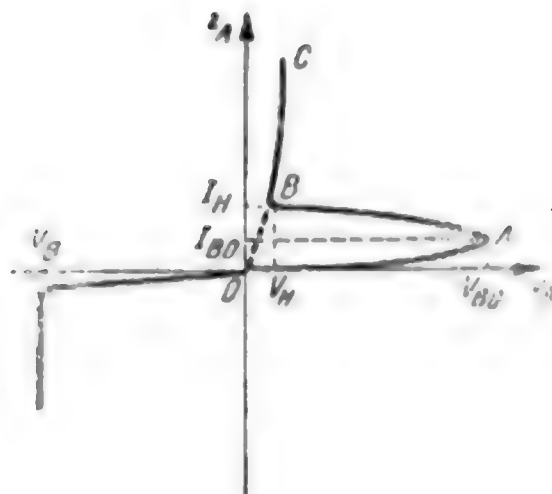


Fig. 8.2

● Caracteristica statică $I - V$ a diodei $pnpn$ este arătată în figura 8.2.

În polarizare inversă joncțiunile J_1 și J_3 sînt alimentate invers, iar joncțiunea J_2 direct și, ca urmare, curentul prin dispozitiv are valori mici, de ordinul curentului invers printr-o joncțiune pn . La o anumită tensiune inversă V_B curentul invers prin diodă crește aproape abrupt datorită străpungerii prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea J_1 sau J_3 .

Dioda $pnpn$ prezintă interes prin forma caracteristicii sale în polarizare directă, formă tipică elementelor de comutație, cu două stări stabile. Una dintre aceste stări se caracterizează prin curent mic și rezistență mare, iar cealaltă — prin tensiune și rezistență de valori mici. Crescînd tensiunea directă pe diodă, curentul are valori mici, practic curentul invers al joncțiunii centrale J_2 alimentate invers. La o anumită tensiune (de aprindere — prin analogie cu tuburile cu gaz — de *amorsare* sau de *întoarcere*), notată cu V_{BO} , dispozitivul comută în cealaltă stare, prin el trecînd un curent mare la o tensiune de ordinul $1V$. Regiunea OA se numește regiune de blocare, iar BC este regiunea de conducție. Porțiunea intermediară AB de rezistență dinamică negativă (fig. 8.2) este instabilă. Comutarea inversă, care are loc atunci cînd curentul sau tensiunea scad sub valorile „de menținere” I_H respectiv V_H , se face pe porțiunea EO punctată în figura 8.2.

● Dioda $pnpn$ este utilizată în circuitele de comandă a porții tiristoarelor, în circuitele de protecție la supratensiuni, în generatoarele de impulsuri de relaxare.

● Parametrii de catalog ai dispozitivelor $pnpn$ variază în funcție de construcția și de destinația lor. Tensiunea V_{BO} variază de la zeci la sute de volți, curentul I_{BO} de la zeci de microamperi pînă la cîțiva miliamperi, iar rezistența corespunzătoare în starea de blocare — de la megohmi la cîteva sute de megohmi. În starea de conducție curentul poate atinge valori de ordinul amperilor cu I_H între 1 și 50 mA iar V_H între $0,5$ și 20 V. El este practic determinat de tensiunea sursei de alimentare și de rezistența de sarcină, ca la o joncțiune pn . Rezistența diodei $pnpn$ în starea de conducție este sub 10Ω , scăzînd cînd curentul crește.

○ Observație. Parametrii și caracteristicile statice depind puternic de temperatură (fig. 8.3): tensiunea V_{BO} crește cu $10-15\%$ la scăderea temperaturii la $-60^\circ C$ (de la temperatura camerei) și scade cu $15-20\%$ la

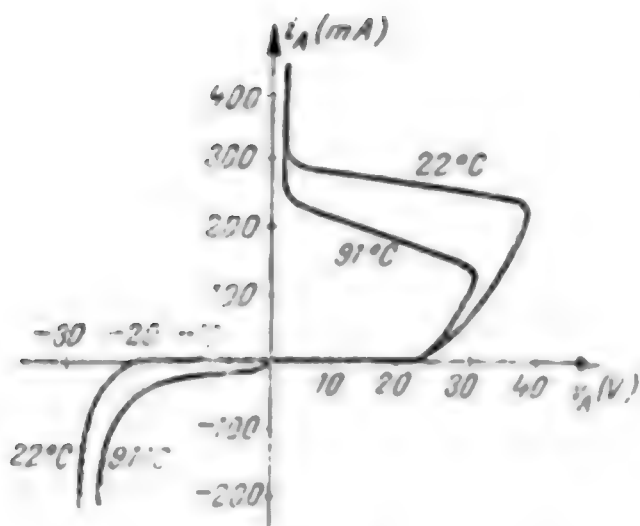


Fig. 8.3

creșterea temperaturii până la 100°C. Curentul de menținere I_H scade la creșterea temperaturii.

8.2.2. Procese fizice în dioda pnpn

În acest paragraf vom studia procesele fizice ce au loc în structura pnpn la amorsarea și la blocarea acesteia, procese ce stau la baza funcționării tuturor dispozitivelor multijoncțiune. Considerăm structura din figura 8.1 pe care o polarizăm direct

de la o sursă de tensiune V_{AA} printr-o rezistență R . Tensiunea v_A se repartizează practic numai pe regiunile de trecere ale celor trei joncțiuni:

$$v_A = v_{A1} - v_{A2} + v_{A3} \quad (8.1)$$

micsorind barierele de potențial (de echilibru termic) ale joncțiunilor J_1 și J_3 alimentate direct și măbind bariera de potențial a joncțiunii J_2 alimentate invers. Neglijind căderile de tensiune pe joncțiunile alimentate direct, rezultă că $v_{A2} \approx -v_A \approx -V_{AA}$, prin dispozitiv trecînd un curent neglijabil dacă $V_{AA} < V_{BO}$.

Modelul adoptat este cel propus de Ebers, și anume descompunerea structurii pnpn în două tranzistoare, T_1 de tip pnp și T_2 de tip npn conectate ca în figura 8.4, a. Zona n_2 constituie baza lui T_1 și colectorul lui T_2 , iar zona p_2 constituie baza lui T_2 și colectorul lui T_1 , joncțiunea J_2 fiind joncțiune de colector pentru ambele tranzistoare. Curentul de bază al tranzistorului T_1 este curent de colector pentru tranzistorul T_2 ($i_{B1} = i_{C2}$) și invers ($i_{B2} = i_{C1}$) (fig. 8.4, b). Ambele tranzistoare sînt alimentate în regiunea activă normală, curenții lor de colector fiind:

$$\begin{aligned} i_{C1} &= \alpha_{F1} i_{E1} + I_{CB0,1}; \\ i_{C2} &= \alpha_{F2} i_{E2} + I_{CB0,2}, \end{aligned} \quad (8.2)$$

unde α_F sînt factorii de amplificare în curent direct, iar I_{CB0} sînt curenții reziduali de colector. Prin joncțiunea centrală J_2 va trece curentul $i_A = i_{C1} + i_{C2}$, deci:

$$i_A = \alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2} i_A + I_{0,2} \quad (8.2, a)$$

unde $I_{0,2} = I_{CB0,1} + I_{CB0,2}$ este cu-

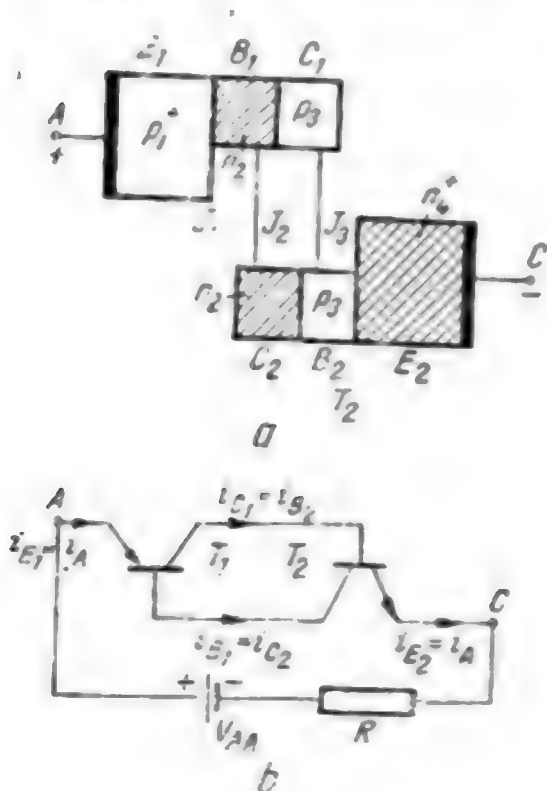


Fig. 8.4

rentul rezidual al joncțiunii J_2 .
Din relația (8.2, a) rezultă:

$$i_A = \frac{I_{02}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}. \quad (8.3)$$

Relația (8.3) indică posibilitatea creșterii nelimitate a curentului prin dispozitiv, dacă este îndeplinită condiția de amorsare:

$$\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1. \quad (8.4)$$

Într-adevăr, din caracteristica statică (fig. 8.2) rezultă că curentul poate crește oricât, conducând la distrugerea dispozitivului, dacă nu este limitat de circuitul exterior.

● Dependența factorilor α_F de curentul prin dispozitiv stă la baza amorsării diodei $pnpn$. Această dependență este arătată în figura 8.5. La tensiuni v_A mici curentul prin dispozitiv este mic, fiind determinat de joncțiunea J_2 alimentată invers. Ca urmare, α_F are valori mici și din relația (8.3) rezultă că $i_A \approx I_{02}$. Mărind tensiunea anodică, curentul rezidual I_{02} va crește și odată cu acesta — și factorii α_{F1} și α_{F2} , deci curenții de colector ai celor două tranzistoare, conform relației (8.2). Crește numărul de purtători majoritari injectați în cele două baze, care vor compensa parțial sarcina spațială a regiunii de trecere a joncțiunii J_2 , lărgimea acesteia se va micșora, va scădea bariera de potențial — și tensiunea ce cade pe joncțiunea J_2 . Din acest motiv vor crește căderile de tensiune J_1 și J_3 (vor scădea barierele lor de potențial, efect ce are loc, datorită injecției de purtători în zonele adiacente acestor joncțiuni), ceea ce conduce la creșterea curenților i_{R1} și i_{R2} , a factorilor de amplificare în curent α_{F1} și α_{F2} , a injecției purtători majoritari în cele două baze ș.a.m.d. Are loc un *proces regenerativ* ce conduce spre îndeplinirea condiției (8.4).

Mărind în continuare tensiunea v_A , la joncțiunea J_2 apare procesul de *multiplicare în avalanșă* a purtătorilor, ce atrage după sine o creștere puternică a curentului i_A , astfel încît procesul regenerativ amintit mai sus este accelerat și condiția (8.4) va fi îndeplinită. În prezența multiplicării în avalanșă, relația (8.2, a) devine:

$$i_A = M(\alpha_{F1}i_A + \alpha_{F2}i_A + I_{02}), \quad (8.5)$$

unde factorul de multiplicare în avalanșă are expresie:

$$M = \frac{1}{1 - (v_A/V_{B2})^n}, \quad (8.6)$$

în care V_{B2} este tensiunea de străpungere a joncțiunii J_2 și n — un parametru cu valori cuprinse între 4 și 7 pentru siliciu. Din relația (8.5) rezultă:

$$i_A = \frac{MI_{02}}{1 - M(\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}, \quad (8.7)$$

deci condiția de amorsare în prezența multiplicării în avalanșă este:

$$\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1/M < 1. \quad (8.8)$$

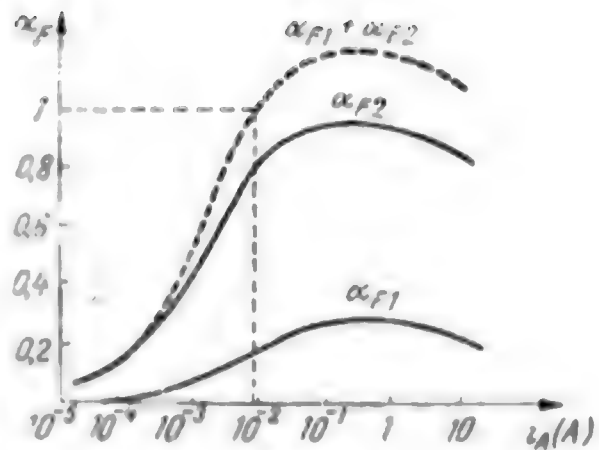


Fig. 8.5

Din condiția (8.8) și relația (8.6) rezultă tensiunea de amorsare în prezența multiplicării în avalanșă:

$$V_{B0} = V_{B1} \sqrt[3]{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})} < V_{B1}. \quad (8.9)$$

Această tensiune, numită *tensiune de autoamorsare*, este mai mică decât tensiunea de străpungere a joncțiunii centrale J_2 . Diferența între V_{B0} și V_{B1} este însă mică deoarece condiția (8.8) este mult mai „ușoară” decât condiția (8.4) și deci valorile lui α_{F1} și α_{F2} sînt încă mici atunci cînd dispozitivul se autoamorsează.

Procesul regenerativ ce are loc la autoamorsarea diodei $pnpn$ duce la scăderea barierei de potențial și deci a tensiunii pe joncțiunea centrală J_2 . La un moment dat, tensiunea v_{A2} își schimbă semnul și toate joncțiunile vor fi polarizate direct. Tranzistoarele T_1 și T_2 sînt acum în saturație și colectoarele lor injectează purtători minoritari în bazele adiacente. Astfel se explică faptul că tensiunea pe dispozitiv în stare de condiție este foarte mică, de ordinul de mărime al tensiunii pe o joncțiune polarizată direct. Din relația (8.1), cu $v_{A2} > 0$ rezultă: $v_A = 2V_{BE, sat} - V_{CE, sat} \cong 1V$. Atît starea de blocare, cît și cea de conducție sînt stabile. În starea de blocare curentul este foarte mic și $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ (fig. 8.5). În timpul procesului de basculare este îndeplinită întîi condiția (8.8) și apoi condiția (8.4) prin creșterea factorilor α_F cu curentul prin dispozitiv. În momentul îndeplinirii condiției (8.4) toate joncțiunile sînt polarizate direct, tranzistoarele T_1 și T_2 intră în saturație și factorii α_F scad conform figurii 8.5. De fapt T_1 și T_2 intră în saturație atît cît este necesar pentru satisfacerea condiției (8.4), cînd procesul regenerativ ia sfîrșit. Depășirea condiției (8.4), adică $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} > 1$, nu este astfel posibilă; relația (8.3) ar conduce la un curent negativ prin dispozitiv, de valoare mare, ceea ce din nou nu este posibil. Stabilitatea stării de blocare este deci asigurată de faptul că la curent mic $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$, iar stabilitatea stării de conducție este asigurată de intrarea în saturație a tranzistoarelor T_1 și T_2 .

○ *Notă.* Așa cum am arătat, funcționarea structurii $pnpn$ cu două stări stabile se bazează pe variația factorilor de curent în funcție de curentul prin dispozitiv, proprietate caracteristică siliciului. În siliciu, la curenți mici predomină curentul de recombinare în regiunea de trecere a emitorului față de curentul de injecție din emitor în bază, astfel că α_F are valori mici. La germaniu curentul de recombinare este neglijabil și α_F are valori mari chiar la curenți mici, astfel că condiția $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ nu poate fi îndeplinită și starea de blocare nu este stabilă, trecîndu-se direct în starea de conducție. Acesta este motivul pentru care dispozitivele $pnpn$ se fac din siliciu.

● Amorsarea diodei $pnpn$ prin creșterea tensiunii anodice reprezintă modul normal de funcționare. Există însă și moduri parazite de amorsare, prin creșterea temperaturii sau printr-o variație bruscă a tensiunii anodice.

Amorsarea diodei $pnpn$ poate avea loc la temperatură ridicată și la $v_A < V_{B0}$. În figura 8.6 se prezintă curbele factorilor de amplificare în curent în funcție de curentul prin dispozitiv la diverse temperaturi. La creșterea temperaturii, curentul rezidual $I_{0,2}$ al joncțiunii centrale se dublează la fiecare $6^\circ C$ (siliciu) și curentul prin dispozitiv va crește, conform relației (8.3). Factorii de amplificare în curent vor crește atît datorită creșterii curentului, cît și datorită creșterii temperaturii. Ca urmare, se inițiază procesul regenerativ ce conduce la îndeplinirea condiției de amorsare și

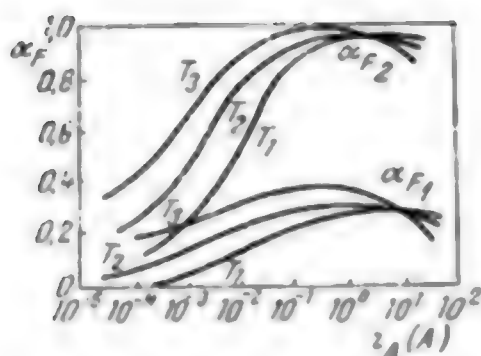


Fig. 8.6

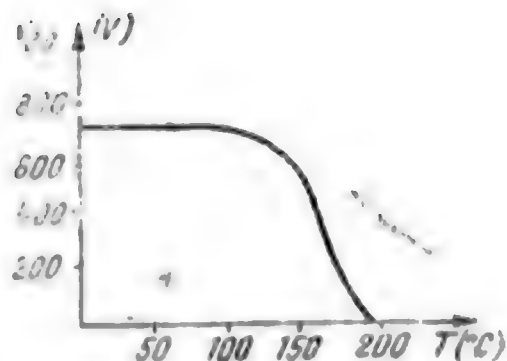


Fig. 8.7

dispozitivul basculează în starea de conducție la o tensiune cu atât mai mică decât tensiunea de autoaprindere, cu cât temperatura este mai mare (fig. 8.7).

Amorsarea diodei *pnpn* poate avea loc la temperatură normală și la tensiune $v_A < V_{BO}$ dacă tensiunea aplicată crește foarte repede, fenomenul fiind cunoscut sub denumirea de „efect dv/dt ”. În figura 8.8 s-a reprezentat structura înlocuind cele trei joncțiuni cu trei diode, D_1 , D_2 , D_3 . Cînd tensiunea aplicată variază rapid, curentul de deplasare $C_j dv_A/dt$ prin capacitatea de barieră a joncțiunii centrale nu mai poate fi neglijat, astfel încît curentul prin dispozitiv va fi dat [1] de relația:

$$i_A = \frac{I_{02} + C_j dv_A/dt}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})} \quad (8.10)$$

Curentul $C_j dv_A/dt$ va trece prin C_j și prin joncțiunile J_1 și J_2 , adăugîndu-se la curentul I_{02} care traversează toate joncțiunile. Dacă tensiunea aplicată variază rapid, atunci al doilea termen de la numărătorul relației (8.10) predomină, curentul prin dispozitiv crește, la fel factorii de curent, și procesul regenerativ de comutare conduce la amorsarea structurii la o tensiune cu atât mai mică cu cât variația tensiunii aplicate este mai rapidă. C_j poate avea valori între zeci și sute de picofarazi și scăderea tensiunii de aprindere devine importantă la variații ale tensiunii anodice de ordinul zeci de volt pe microsecundă.

● **Evitarea amorsărilor parazite.** Amorsările parazite prin creșterea temperaturii sau prin efect dv/dt pot avea loc la tensiuni anodice mici, fără a interveni procesul de multiplicare în avalanșă. Aceste amorsări parazite sînt evitate în exploatarea dispozitivelor multijoncțiune, în acest scop limitîndu-se atît temperatura maximă de lucru, cît și viteza maximă de variație a tensiunii aplicate.

Capabilitatea unei structuri de a suporta variații rapide de tensiune poate fi îmbunătățită prin șuntarea joncțiunii J_3 cu o rezistență sau cu o capacitate, astfel încît curentul $C_j dv_A/dt$ să nu circule prin J_3 , deci să nu afecteze valoarea lui α_{F2} care, avînd o variație mai pronunțată cu curentul (fig. 8.5) decît α_{F1} (acest lucru se realizează tehnologic printr-o zonă n_2 mai groasă decît zona p_2), are rolul determinant la amorsare.

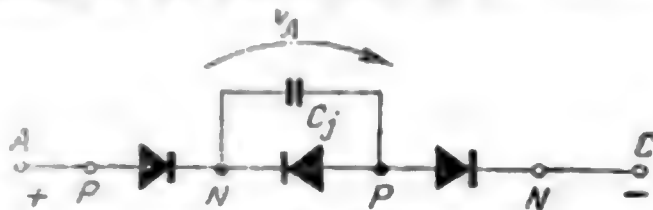


Fig. 8.8

8.2.3. Dineul

Dineul (*DIde Alternating Current*) este un dispozitiv multijoncțiune care are proprietățile diodei pn în ambele sensuri de conducție. Dispozitivul are cinci straturi și patru joncțiuni, reprezentate schematic în figura 8.9, a; simbolul este dat în figura 8.9, b. Poate fi considerat ca fiind realizat din două structuri pn așezate antiparalel în același monocristal de siliciu (fig. 8.9, c). Dineul are conductibilitate bidirecțională; cei doi electrozi între care circulă curentul principal i_r se numesc terminalul T_1 și terminalul T_2 .

● **Funcționarea.** La aplicarea unei tensiuni pozitive $v_r > 0$, structura din dreapta este polarizată direct, se amorțează la o tensiune V_{BD} , caracteristica $I-V$ avînd forma din figura 8.10, cadranul 1.

Cînd polaritatea tensiunii se inversează, intră în conducție la tensiunea V_{BK} structura din stînga (fig. 8.9, c), rezultînd ramura simetrică a caracteristicii (fig. 8.10, cadranul 3).

Este de dorit ca $V_{BD} \cong V_{BK} \cong V_{BO}$, deci caracteristica să fie simetrică. Se realizează dispozitive cu V_{BO} de zeci de volți, simetria fiind garantată în limitele $\pm 10\%$.

● Datorită caracteristicii sale bidirecționale, dineul se folosește în circuitele de curent alternativ. Este un dispozitiv de putere mică utilizat în circuitele de comandă ale tiristoarelor și dispozitivelor triac.

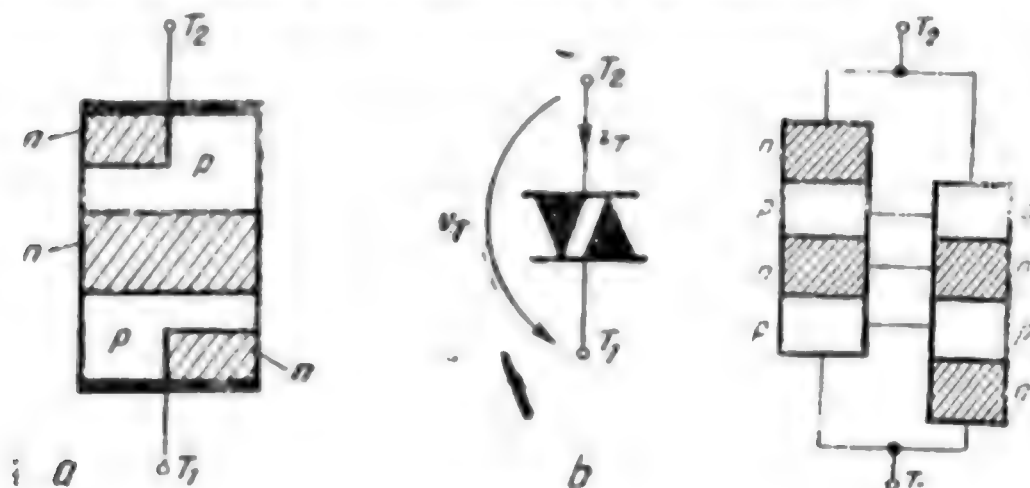


Fig. 8.9

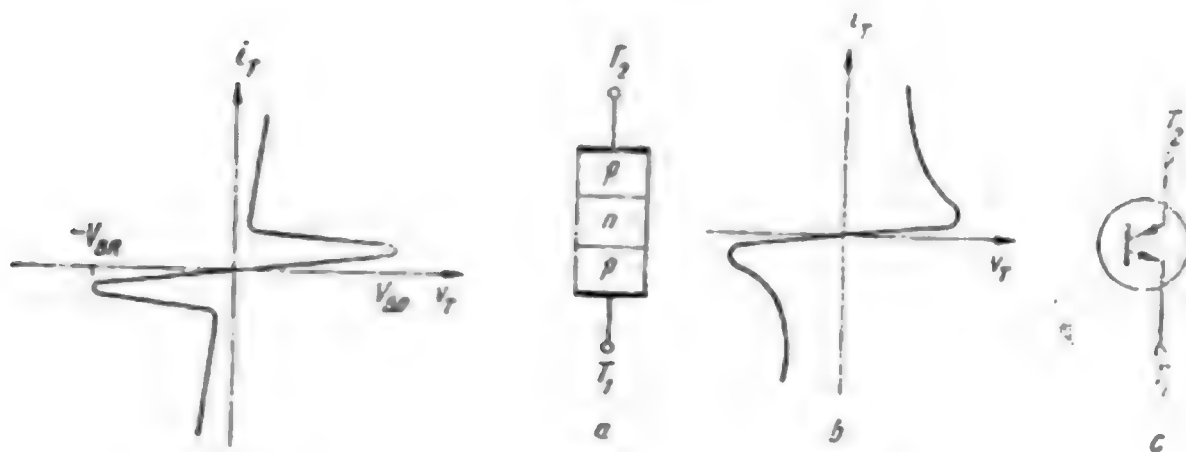


Fig. 8.10

Fig. 8.11

○ **Notă.** O caracteristică bidirecțională simetrică cu două stări stabile de tip diac se obține și cu o structură cu trei regiuni similare cu a tranzistorului bipolar (fig. 8.11,a). Tehnologic, structura se realizează cu dopări de același nivel în cele trei zone, fără contact de bază, și se iau precauții ca cele două joncțiuni să se poată străpunge nedistructiv. La aplicarea unei tensiuni într-un sens sau în celălalt, structura este străbătută de curentul rezidual I_{CSU} pînă ce joncțiunea alimentată invers se străpunge, rezultînd un salt de tensiune de ordinul 10 V. Caracteristica simetrică și simbolul acestui tip de diac sînt arătate în figurile 8.11,b și c.

8.3. TIRISTORUL

8.3.1. Tiristorul convențional

Tiristorul este o structură pnpn prevăzută cu electrod de comandă prin conectarea zonei p adiacente catodului (fig. 8.12,a). Electrocul de comandă — poarta — se notează cu G. În figura 8.12,b prezentăm simbolul acestui dispozitiv, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni.

Tiristorul descris în acest paragraf se numește *convențional* deoarece el constituie varianta cea mai des întâlnită.

● **Amorsarea tiristorului.** Dispozitivul se poate amorsa, prin injectarea unui curent pe poartă ($v_G > 0$), la o tensiune mai mică decît tensiunea V_{BO} de autoamorsare. Această funcționare, asemănătoare cu a unei triode cu gaz, i-a adus și denumirea: *TIRatron* *transISTOR*.

Analiza proceselor fizice ce au loc la amorsarea tiristorului prin injectarea unui curent pe poartă se poate face echivalînd structura de tiristor cu două tranzistoare complementare, ca în figura 8.13. Curentul tranzistorului T_2 este:

$$i_{C2} = \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{CBO2}, \quad (8.11)$$

curentul i_{C1} fiind dat de relația (8.2). Rezultă că prin joncțiunea J_2 circulă curentul:

$$i_A = \alpha_{F1}i_A + \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{02}, \quad (8.12)$$

de unde:

$$i_A = \frac{\alpha_{F2}i_G + I_{02}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}, \quad (8.13)$$

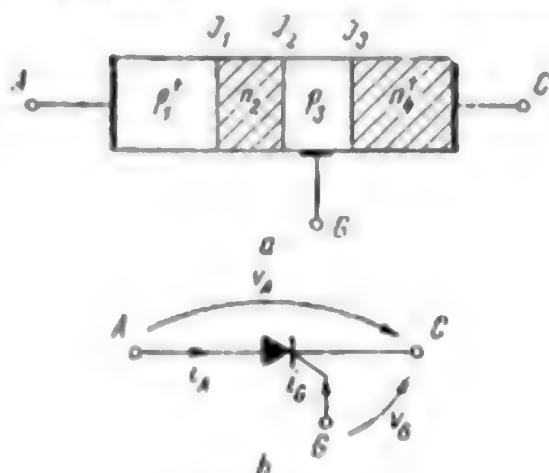


Fig. 8.12

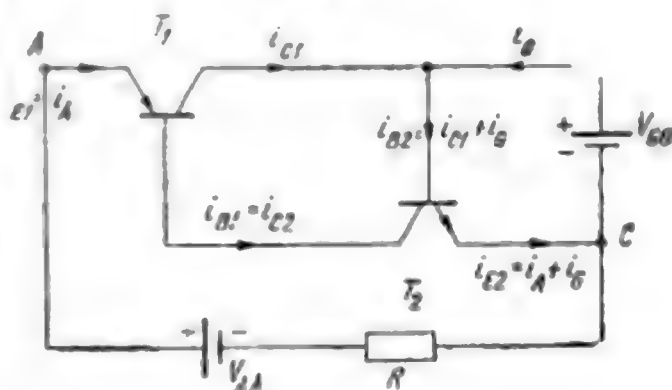


Fig. 8.13

Această relație indică posibilitatea creșterii nelimitate a curentului prin structură, dacă este îndeplinită condiția de amorțare (8.4). În relația (8.13) primul termen de la numărător excede pe al doilea, astfel că amorțarea poate avea loc la tensiune anodică mai mică decât tensiunea de autoamorțare V_{BO} .

Injectarea unui curent i_G pe poartă are ca efect creșterea curentului prin joncțiunea de catod J_2 ; ca urmare, pe de o parte crește α_{F2} , iar pe de altă parte crește curentul i_{C1} injectat în baza n_1 (identică cu colectorul lui T_1). Va crește curentul $i_{B1} = i_{C1}$ și deci curentul i_{C1} injectat în baza p_2 , ceea ce conduce la o creștere și mai pronunțată a curentului $i_{B2} = i_{C1} + i_G$ prin joncțiunea J_3 . Se inițiază procesul regenerativ din bucla de reacție pozitivă, cuprinzind bazele și colectoarele tranzistoarelor T_1 și T_2 , care în final conduce la bascularea tiristorului.

○ **Observație.** Procesele fizice intime referitoare la injecția de purtători în cele două baze, la reducerea barierelor de potențial și intrarea tranzistoarelor T_1 și T_2 în saturație sînt aceleași ca la amorțarea diodei $pnpn$, deosebirea fiind că inițierea amorțării este provocată prin injecția unui curent i_G prin joncțiunea J_3 și nu prin creșterea tensiunii anodice. Dependența factorilor de curent (fig. 8.5) de curentul prin dispozitiv stă în continuare la baza procesului de amorțare a tiristorului.

Relația (8.13) arată că, cu cît curentul de comandă i_G este mai mare, cu atît valoarea curentului i_A care îndeplinește condiția (8.4) va corespunde unei tensiuni anodice de amorțare mai mici.

Micșorînd curentul de comandă tensiunea de amorțare crește, apropiindu-se de tensiunea de autoamorțare V_{BO} ; în lipsa comenzii pe poartă ($i_G = 0$), tiristorul se comportă ca o diodă $pnpn$.

La tensiuni de amorțare mari, intervine procesul de multiplicare în avalanșă la joncțiunea J_2 și relația (8.12) devine:

$$i_A = M[\alpha_{F1}i_A + \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{0,1}], \quad (8.14)$$

de unde:

$$i_A = \frac{M\alpha_{F2}i_G + MI_{0,1}}{1 - M(\alpha_{F1} + \alpha_F)} \quad (8.15)$$

cu M dat de relația (8.6). Din relația (8.15) rezultă că în prezența multiplicării în avalanșă, condiția de amorțare este mai ușoară — relația (8.8) — rezultînd o tensiune de amorțare mai mică decât tensiunea de străpungere a joncțiunii J_2 (relația 8.9). Deoarece factorul de multiplicare M crește cu v_A , rezultă că cu cît tensiunea de amorțare este mai mare, este necesar un curent de comandă mai mic.

La aceleași concluzii se poate ajunge urmărind caracteristicile curent-tensiune ale tiristorului, reprezentate în figura 8.14. Curentul în regiunea de conducție BC trebuie să fie limitat de circuitul exterior pentru a preveni distrugerea dispozitivului prin încălzire. Dacă curentul de poartă este mare, amorțarea poate avea loc la tensiuni anodice mici, peste o anumită valoare a curentului de poartă amorțarea efectuîndu-se direct pe curba punctată OB , ca la o joncțiune pnp . În funcționare normală tensiunea anodică V_A trebuie să fie mai mică decât tensiunea de autoaprindere V_{BO} . Pentru comutare directă se aplică pe poartă un curent i_{G1} , căruia îi corespunde o tensiune de aprindere $V_{BO1} < V_A$. În polarizare inversă tiristorul se comportă

ca o diodă *pnpn*, prin el trecând un curent mic; la tensiunea inversă V_a are loc străpungerea tiristorului (fig. 8.14).

● Pentru a bloca tiristorul trebuie micșorat curentul i_A astfel ca tranzistoarele T_1 și T_2 să revină în regiunea activă normală și suma $(\alpha_{T1} + \alpha_{T2})$ să atingă o valoare subunitară. Aceasta se realizează scăzând i_A sub valoarea de menținere I_H sau scăzând tensiunea anodică sub valoarea V_H . Este larg acceptată ideea că după amorsare poarta

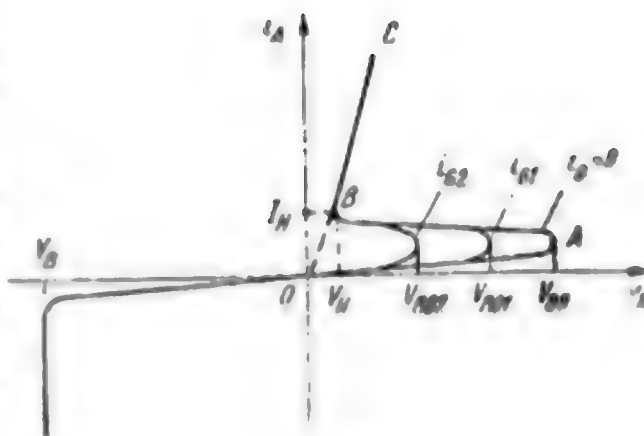


Fig. 8.14

și pierde rolul de comandă (în sensul că nu poate acționa și pentru blocarea tiristorului), ea reluându-și acest rol numai după blocarea tiristorului.

În figura 8.15 se redau caracteristicile unui tiristor pentru curent pe poartă de ambele polarități. Observăm că la scăderea curentului de poartă, trecerea acestuia prin zero și scăderea în continuare prin valori negative ($i_{G2} > i_{G1} > 0 > i_G > i_G'$), curentul de menținere crește ($I_H < I_H' < I_H''$), iar tensiunea de menținere și cea de amorsare cresc și ele. În figura 8.15 este trasată și dreapta de sarcină a tiristorului care a fost basculat direct cu un curent de poartă $i_{G2} > 0$ și se află în conducție în punctul M. Aplicând pe poartă un curent negativ i_G' , valoarea curentului de menținere devine I_H' , egală cu cea a curentului anodic din punctul de funcționare. Altfel exprimat, curentul anodic a fost micșorat la valoarea de menținere, structura blocându-se. Valoarea curentului negativ i_G' în cazul tiristorului convențional este comparabilă cu valoarea curentului principal prin dispozitiv și deci este inpractic să blocăm tiristorul în acest mod, deoarece se renunță la unul dintre principalele avantaje ale electrodului de comandă, acela de a putea comanda curenți mari în circuitul anodic prin valori mici ale curentului de poartă.

Există însă structuri speciale de tiristor, tehnologic realizate astfel încât să se poată bloca la valori mici ale curentului invers pe poartă.

● **Semnalul de comandă.** Bascularea directă și blocarea unui tiristor se pot face atât cu semnale continue, cât și cu impulsuri de polaritate corespunzătoare.

Comutarea directă și blocarea tiristorului au loc în timp finit, fiind legate de procese fizice ca injecția și extracția de purtători. Timpul de comutare directă crește cu temperatura și cu curentul anodic, dar scade când amplitudinea semnalului de comandă crește. Dacă semnalul de comutare directă este un impuls, el trebuie să aibă o durată minimă, numită *timp de menținere pe poartă*, sub care co-

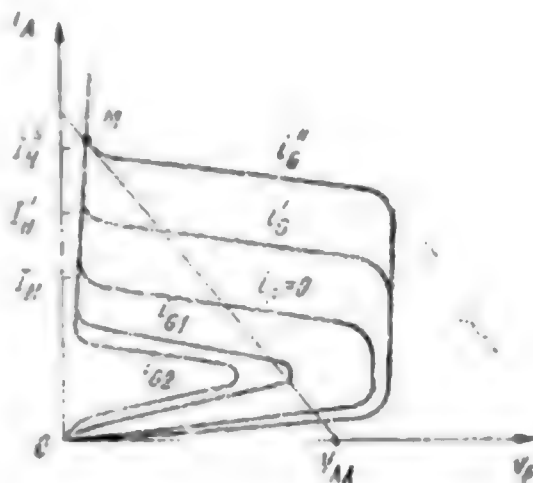


Fig. 8.15

întarea nu are loc. Timpul de comutare inversă crește de asemenea cu temperatura și curentul anodic și scade când amplitudinea semnalului de comutare crește. Astfel, pentru blocare este suficient să micșorăm tensiunea anodică sub valoarea V_H , dar timpul de comutare inversă se reduce dacă inversăm sensul tensiunii pe anod. Dacă semnalul de blocare este un impuls, există o durată minimă a acestuia, numită *timp de revenire pe poartă*, sub care blocarea nu are loc. În tiristoarele rapide timpii de comutare sînt de ordinul de microsecundă, iar în tiristoarele lente—de ordinul a cîteva microsecunde. Timpul de blocare este în general mai mare decît cel de basculare directă.

● Tiristorul poate fi alimentat cu o tensiune continuă sau alternativă. La alimentarea tiristorului cu o tensiune alternativă pe anod, funcționarea lui este asemănătoare cu a unei diode semiconductoare, cu deosebirea că intrarea în conducție poate fi întîrziată în raport cu începutul alternanței pozitive.

● Tiristoarele au căpătat o folosire largă în redresoarele comandate, în circuitele de comutație, cele de impulsuri, în generatoarele de tensiune liniar-variabilă etc.

Tiristoarele de putere suportă curenți de sute de amperi și tensiuni V_{BO} pînă la 1 000 V, tensiunea de menținere fiind în jur de 1V. Raportul între curentul comandat și cel de comandă este de ordinul 1 000.

● Aprinderile parazite prin creșterea temperaturii și prin efect *davd* se întîlnesc și la tiristoare. Evitarea acestor amorsări se obține prin soluții tehnologice ca în figura 8.16, *a* — structură cu *șunt de emitor*. Curentul i_G injectat pe poartă circulă spre catod transversal pe direcția AC, străbătînd regiunea bazei p_2 care se comportă ca o rezistență R_{e2} montată între poartă și catod. Căderea de tensiune transversală ce ia naștere pe joncțiunea catodului J_2 polarizează direct regiunea din partea stîngă (fig. 8.16, *a*) a acestei joncțiuni, avînd ca efect o injecție de electroni din zona n_1^+ în zona p_2 , care conduce la amorsarea dispozitivului. Schema echivalentă este dată în figura 8.16, *b*.

Pentru o structură obișnuită (fără șunt de emitor), se poate adăuga o rezistență exterioară între poartă și catod pentru a crește stabilitatea termică și capacitatea *davd*.

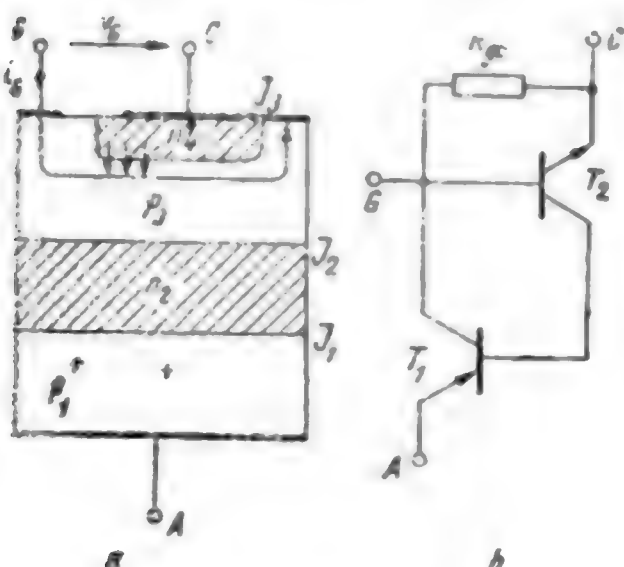


Fig. 8.16

● Fototiristorul. Amorsarea tiristorului se poate face sub acțiunea unui flux luminos care, intrînd printr-o fereastră practică în capsula dispozitivului, numit *fototiristor*, generează perechi electron-gol la joncțiunea centrală J_2 , creînd astfel posibilitatea ca prin creșterea curentului și a factorilor α_F să se îndeplinească condiția de amorsare. Dispozitivul se prezintă detaliat în capitolul 10.

8.3.2. Tiristorul tetrodă

Tiristorul tetrodă este un dispozitiv *pnpn* la care se contactează și cel de al patrulea strat, n_3 ,

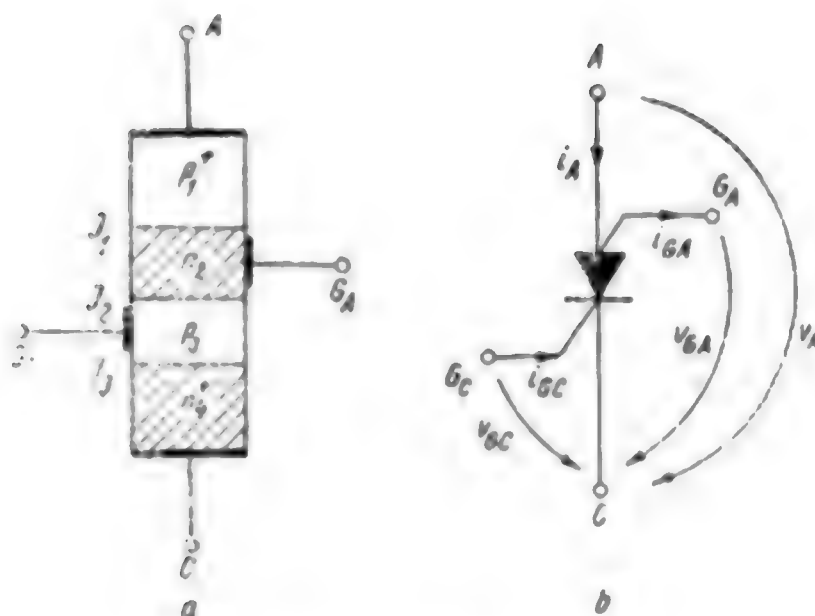


Fig. 8.17

care are tot rol de poartă (numită poartă anodică, G_A , pentru a o deosebi de poartă catodică, G_C) (fig. 8.17, a). Acest dispozitiv cu patru terminale are doi electrozi de comandă. Simbolul lui, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni, sînt arătate în figura 8.17, b.

● **Amorsarea.** Pe poarta catodică tiristorul tetrodă poate fi amorsat ca și tiristorul convențional, prin aplicarea unei tensiuni sau a unui impuls pozitiv, iar pe poarta anodică dispozitivul se poate amorsa prin aplicarea unei tensiuni sau a unui impuls negativ.

Presupunind că amorsăm tiristorul tetrodă printr-o tensiune negativă $v_{GA} < 0$ pe poarta G_A , joncțiunile J_2 și J_3 vor fi străbătute de curenții $i_A - i_{GA}$, iar joncțiunea J_1 — de curenții i_A ; prin joncțiunea centrală curenții este:

$$i_A - i_{GA} = \alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2} (i_A - i_{GA}) + I_{0,2}, \quad (8.16)$$

de unde:

$$i_A = \frac{(1 - \alpha_{F2}) i_{GA} + I_{0,2}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}. \quad (8.17)$$

Se observă că amorsarea pe poarta anodică necesită un curent de comandă mai mare decât pe poarta catodică.

Dacă amorsarea se face simultan pe ambele porți, din relațiile (8.13) și (8.17) rezultă:

$$i_A = \frac{\alpha_{F2} i_{GC} + (1 - \alpha_{F2}) i_{GA} + I_{0,2}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}. \quad (8.18)$$

Existența celei de-a doua porți de comandă extinde posibilitățile de utilizare ale tiristorului tetrodă în raport cu acelea ale tiristorului convențional, unele — în scheme imposibil de realizat cu tiristorul convențional, altele — în aceleași scheme, dar cu performanțe îmbunătățite. Tiristorul tetrodă are dezavantajul unor puteri disipate și al unor tensiuni de lucru relativ reduse.

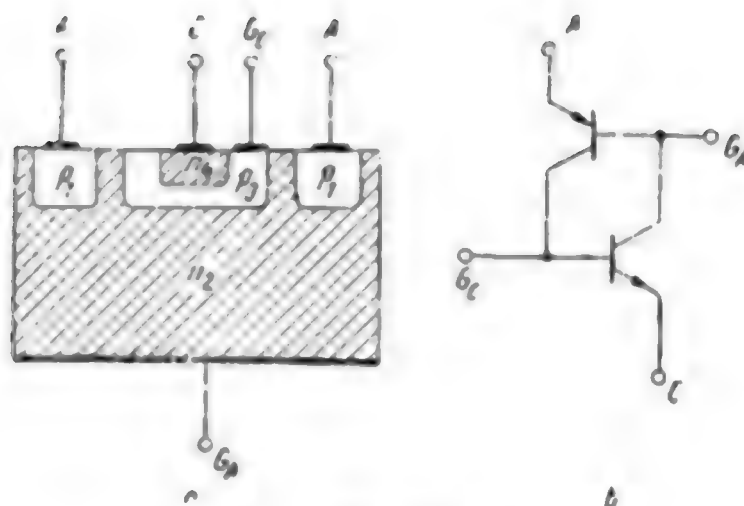


Fig. 8.18

● Tiristorul tetrodă este o structură integrată obținută prin tehnologia planară, constind din două tranzistoare complementare montate în buclă regenerativă. Aceasta se realizează prin difuzia unei coroane circulare de tip p în exteriorul unei structuri de tranzistor $n-p-n$ (fig. 8.18, *a*); se formează astfel la suprafața chipului de siliciu cel de-al doilea tranzistor $p-n-p$. Schema echivalentă a structurii este prezentată în figura 8.18, *b*. Difuziile p_1 și p_2 se realizează simultan, structura nefiind mai scumpă decât un tranzistor planar.

● Evitarea amorsării parazite prin efect dv/dt . Tiristorul tetrodă se poate conecta în circuit ca un tiristor convențional acționat pe poarta G_C (fig. 8.19). În schema din figura 8.19, *a* influența efectului dv/dt este puternic micșorată prin încărcarea capacității de barieră C_j a joncțiunii centrale la tensiunea V_{AA} prin R_1 și R_2 , înainte de aplicarea tensiunii pe anod. În schema din figura 8.19, *b* efectul dv/dt este anulat prin încărcarea capacității C_j la o tensiune mai mare decât tensiunea anodică. În ambele cazuri, tensiune-

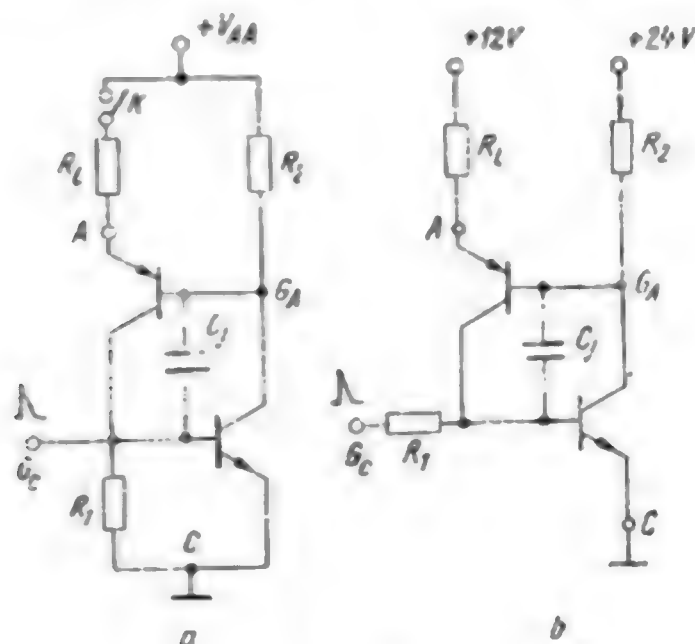


Fig. 8.19

nea anodică trebuie să fie aplicată cu câteva microsecunde după punerea sub tensiune a porții anodice, pentru a încărcă în prealabil pe C_j .

○ **Observație.** Tiristorul tetrodă poate fi considerat ca un tranzistor $n-p-n$ (T_2), cu tranzistorul $p-n-p$ (T_1) realizând o reacție variabilă prin R_A (fig. 8.20). Sarcina R_L poate fi montată în circuitul porții anodice; rezistența R_A trebuie să fie de valoare mică, pentru a menține tranzistorul $n-p-n$ în saturație după dispariția semnalului de comandă pe poarta G_C . Dacă reacția nu este prea puternică, tiristorul tetrodă poate fi basculat și invers, prin aplicarea unui impuls negativ pe G_C sau a unui impuls pozitiv pe G_A .

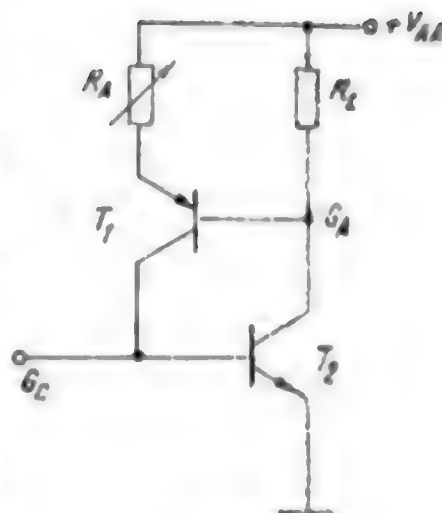


Fig. 8.20

8.3.3. Tiristorul bioperațional

Tiristorul bioperațional poate fi blocat prin aplicarea unor impulsuri negative pe poartă. Se mai întâlnește sub denumirea de tiristor cu blocare pe poartă. În principiu, pentru a realiza blocarea tiristorului trebuie să acționăm asupra dispozitivului pentru ca suma ($\alpha_{F1} + \alpha_{F2}$) să devină subunitară. Aplicarea unui impuls negativ pe poartă cu amplitudinea comparabilă cu cea a impulsului pozitiv de amorțare nu este suficientă pentru blocare (la un tiristor convențional) pentru că în regiunea de conducție (fig. 8.5) α_{F1} și α_{F2} precum și suma acestora variază lent cu curentul prin dispozitiv, așa încât impulsul de blocare nu reușește să scoată dispozitivul din starea $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1$. La o structură de tiristor bioperațional, unul dintre cei doi factori de curent are o variație foarte mare cu curentul prin dispozitiv, atât în blocare cât și în conducție, făcând posibilă amorțarea și blocarea cu curenți de amplitudine comparabilă.

● O variantă tehnologică este structura în care joncțiunea J_2 de catod se înlocuiește printr-un contact metal-semiconductor, care are o variație a factorului de amplificare în curent α_{F2} foarte abruptă (fig. 8.21, a) în comparație cu variația factorului de amplificare în curent α_{F1} al joncțiunii J_1 de la anod (fig. 8.21, b). Se obține o variație abruptă pentru suma $\alpha_{F1} +$

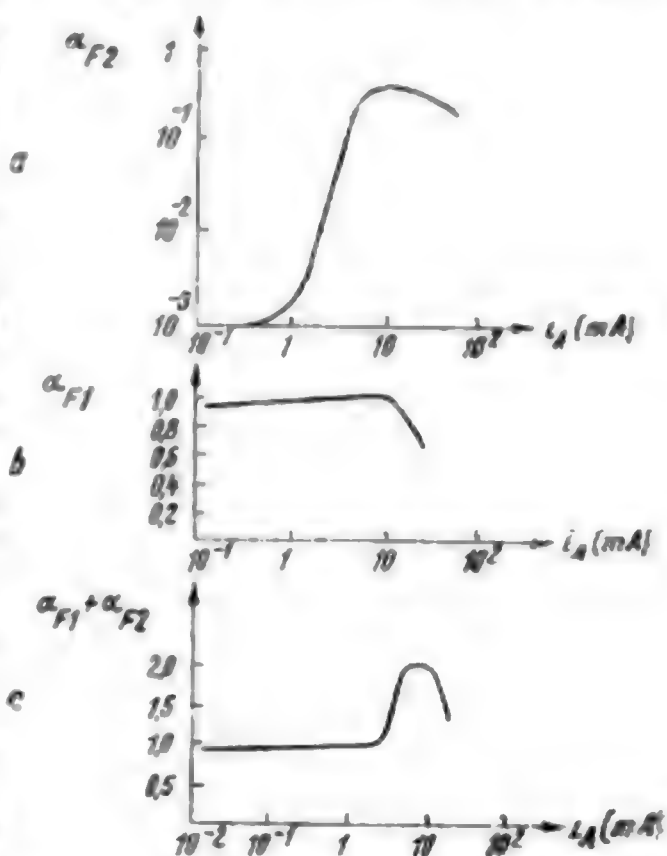


Fig. 8.21

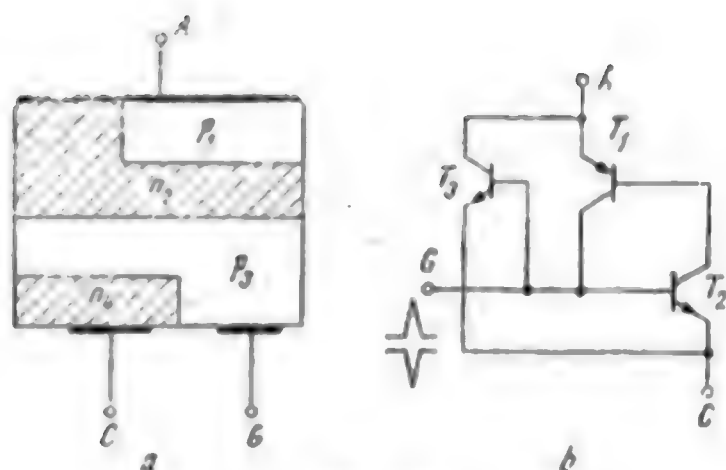


Fig. 8.22

+ α_{F2} tocmai în regiunea curenților de operare 1–10 mA (fig. 8.12, c), condiția de amorsare fiind realizată în acest caz particular aproximativ la $i_A = 2\text{mA}$. Amorsarea se face cu un curent $i_G > 2\text{mA}$ și presupunând că curentul de conducție este de 8 mA, dispozitivul poate fi blocat cu un impuls negativ $|i_G| \geq 8 - 2 = 6\text{mA}$.

● **Altă variantă tehnologică** de tiristor bioperațional, care prezintă o variație mare a factorului α_{F1} cu curentul prin dispozitiv, se dă în figura 8.22, a. Din schema echivalentă — figura 8.22, b — se vede că structura cuprinde un tiristor convențional $p_1n_2p_3n_4$ (tranzistoarele complementare T_1 și T_2) în paralel cu tranzistorul $n_2p_3n_4$ (T_3). Un impuls pozitiv aplicat pe poartă basculează direct tiristorul T_1 . T_2 , tranzistorul T_3 conducind și el (baza se alimentează din colectorul lui T_1). La aplicarea unui impuls negativ pe poartă, apare o cădere de tensiune transversală pe joncțiunea colectorului, care se blochează parțial (spre contactul de poartă); micșorându-se suprafața activă a joncțiunii de colector scade factorul α_{F1} și condiția de blocare $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ va fi îndeplinită. **Caracteristica de comandă** $v_G = v_G(i_G)$ este asimetrică. Pentru realizarea blocării trebuie ca tensiunea negativă aplicată porții să depășească în amplitudine tensiunea statică de străpungere în avalanșă a spațiului poartă-catod. *Se exclude deci posibilitatea utilizării unei tensiuni continue pentru blocare*, durata impulsului de comandă limitându-se la valori ce nu permit depășirea temperaturii maxime admisibile la joncțiunii poartă-catod.

Tiristoarele bioperaționale sînt dispozitive de mică și medie putere; viteza lor de blocare este de cîteva ori mai mare decît a tiristoarelor convenționale de putere comparabilă. Folosite în circuite de comutare, tiristoarele bioperaționale au, comparativ cu tranzistoarele, avantajul de a nu mai necesita tensiune pe electrodul de comandă după amorsare sau blocare.

8.3.4 Triacul

Triacul (*TRIode Alternating Current*) este un dispozitiv cu cinci straturi, echivalent cu două tiristoare așezate antiparalel în același monocristal de siliciu, avînd un singur electrod de comandă. Caracteristica curent-tensiune, pentru ambele sensuri ale tensiunii aplicate în circuitul principal, are forma corespunzătoare tiristorului polarizat în sens direct. Este întîlnit și sub

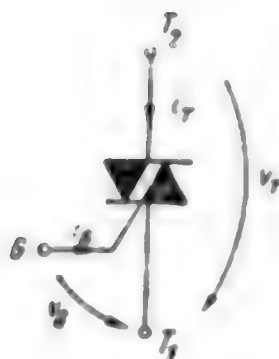


Fig. 8.23

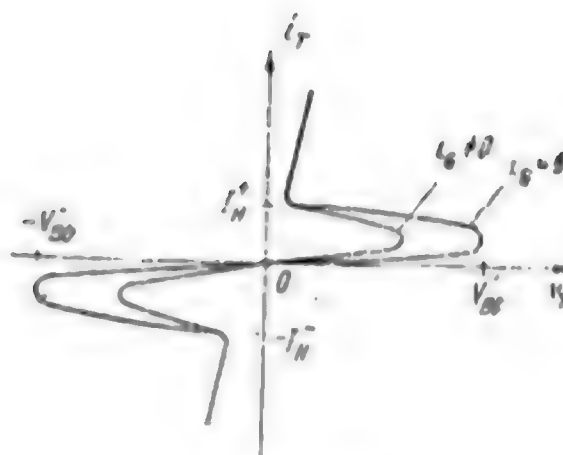


Fig. 8.24

denumirea de *tiristor bidirecțional*. Simbolul este dat în figura 8.23, împreună cu sensurile pozitive pentru cureți și tensiuni. Datorită conductibilității bidirecționale, cei doi electrozi între care circulă curentul principal i_T se numesc terminalul T_1 și terminalul T_2 . Comanda pe poartă se poate face cu semnale de ambele polarități pentru fiecare dintre cele două sensuri ale curentului principal. Caracteristica $I-V$ se prezintă în figura 8.24.

În figura 8.25 se redă simplificat structura triacului.

● Distingem patru moduri de funcționare.

Modul I. Tensiunea v_T este pozitivă, poarta fiind comandată cu un semnal pozitiv. Structura se comportă ca un tiristor convențional $p_1n_2p_3n_4$, stratul p_3 având rolul de poartă catodică.

Modul II. Tensiunea $v_T > 0$, iar cea de poartă este $v_G < 0$. Structura $p_1n_2p_3n_4$ este comandată prin joncțiunea n_4p_3 (electrod de comandă tip joncțiune pn). Comanda pe poartă acționează astfel: la aplicarea potențialului negativ pe poartă, datorită șuntului de emitor i_G circulă între p_3 și n_4 ; joncțiunea p_3n_4 — polarizată direct — amorsează tiristorul auxiliar $p_1n_2p_3n_4$; în partea stângă a stratului p_3 avem practic potențialul lui T_2 (joncțiunea p_3n_2 din stînga este acum polarizată direct), iar joncțiunea p_3n_4 polarizată acum direct (dispare influența căderii de tensiune transversale datorate comenzii pe poartă) amorsează tiristorul principal $p_1n_2p_3n_4$. Comanda se face indirect pe poarta catodică p_3 .

Modul III. $v_T < 0$, $v_G < 0$. Structura principală este $p_3n_2p_1n_4$, comanda realizându-se prin emitorul auxiliar n_4 astfel: la aplicarea potențialului negativ pe poartă, joncțiunea p_3n_4 fiind polarizată direct, se amorsează tiristorul auxiliar $p_3n_2p_1n_4$; crescînd curentul prin joncțiunea p_3n_2 , se amorsează și tiristorul principal $p_3n_2p_1n_4$. Comanda se realizează indirect pe poarta anodică n_4 .

Modul IV. $v_T < 0$, $v_G > 0$. Structura principală $p_3n_2p_1n_4$ se comandă astfel: potențialul pozitiv pe poartă polarizează direct joncțiunea p_3n_4 ; se injectează electroni din n_4 în p_3 care difuzînd, sînt colectați de joncțiunea p_3n_2 ; creșterea curentului prin această joncțiune conduce la amorsarea structurii principale. Comanda se efectuează de la distanță indirect, pe poarta anodică n_4 .

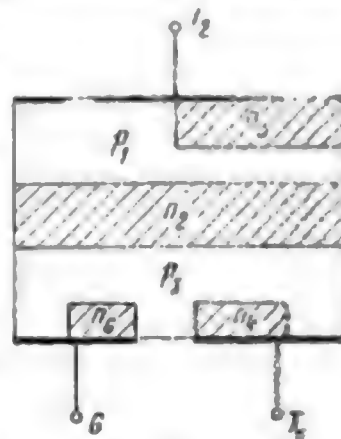


Fig. 8.25

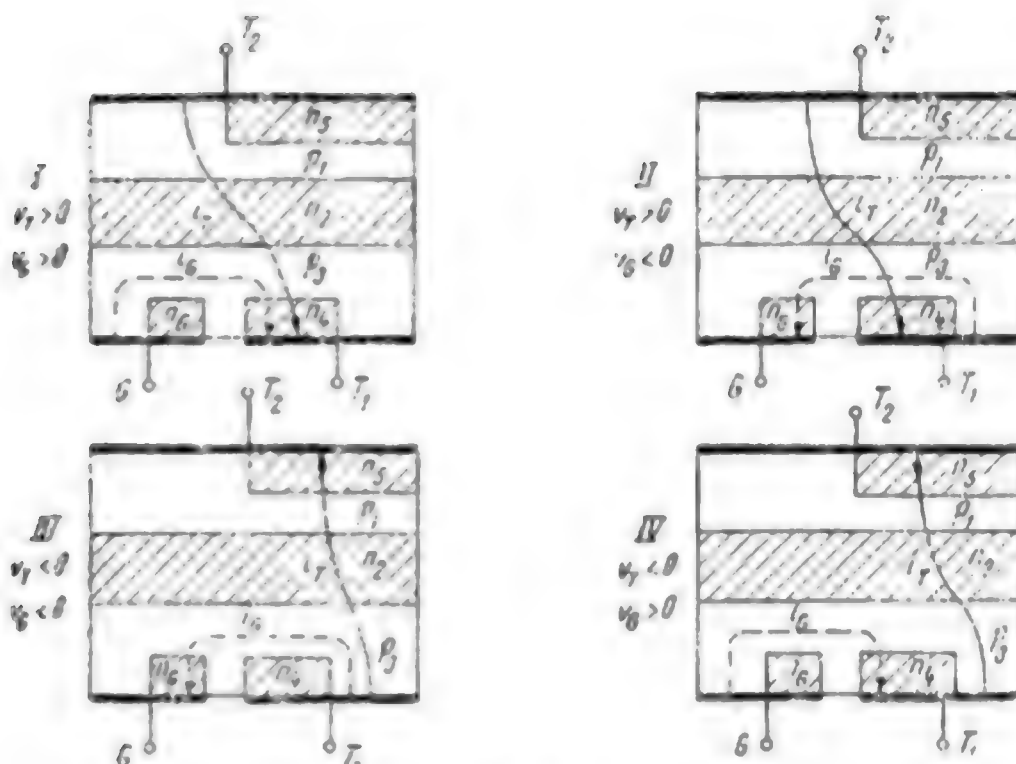


Fig. 8.26

Modurile I și II cu $v_T > 0$ și $v_G \geq 0$ corespund caracteristicii din cadrul 1 în figura 8.24, iar modurile III și IV cu $v_T < 0$ și $v_G \geq 0$ corespund caracteristicii din cadrul 3. În figura 8.26 sînt arătați curenții principali (linie plină) și curenții de comandă (linie întreruptă) în cele patru moduri de funcționare ale triacului. Curentul principal influențează curentul de comandă, sensibilitatea la semnalul de comandă fiind mare cînd cei doi curenți circulă în același sens și mică dacă aceștia circulă la sensuri opuse. Sensibilitatea este mare cînd T_2 și poarta au aceeași polaritate față de T_1 (modurile I și III).

○ **Observație.** Complexitatea funcționării triacului justifică nesimetrija caracteristicii $I-V$ (fig. 8.24).

● **Triacul se folosește în circuitele de reglare și comandă a puterii de curent alternativ.** Tensiunea de autoaprire $V_{BO} = \min(V_{BO}^+, V_{BO}^-)$ trebuie să fie mai mare decît valoarea de vîrf aplicată triacului între T_1 și T_2 pentru a asigura amorsarea dispozitivului pe poartă la orice valoarea instantanee a tensiunii de alimentare. Comanda porții se poate face prin tensiune continuă, tensiune alternativă redresată (nefiltrată), alternativă sau în impulsuri.

8.4. TRANZISTORUL UNIJONȚIUNE

8.4.1. Procese fizice în TUJ. Caracteristici statice

Tranzistorul unijonțiune (TUJ) este un dispozitiv cu o structură tehnologică relativ complicată, dar se poate reprezenta schematic ca în figura 8.27, a. O bară de siliciu monocristalin de tip n se contactează la

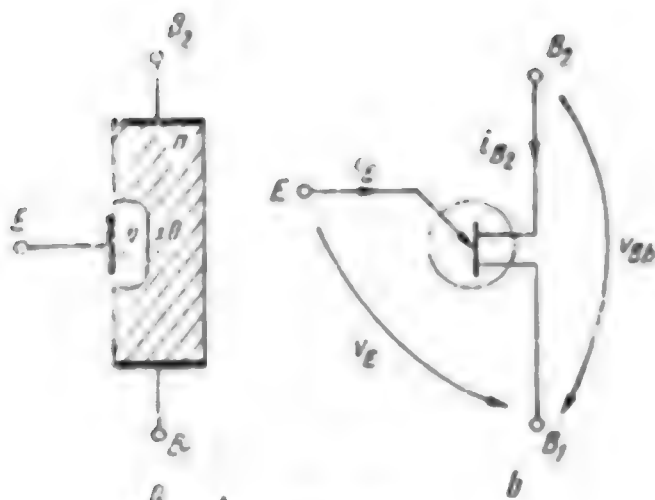


Fig. 8.27

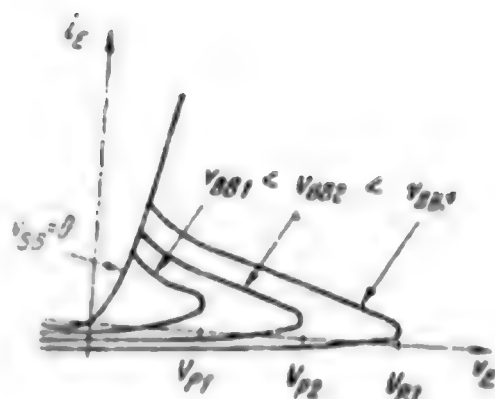


Fig. 8.28

cele două extremități numite *baza* B_1 și *baza* B_2 și se difuzează p , transversal pe direcția B_1B_2 , aproximativ la jumătatea acestei distanțe, formându-se o joncțiune pn . Zona p se numește *emitor* E . TUV se mai numește *diodă cu bază dublă*. Simbolul și sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni sînt arătate în figura 8.27, *b*.

● Caracteristica statică de interes este caracteristica de intrare $i_E = i_E(v_E, v_{BB})$, reprezentată în figura 8.28. Funcționarea TUV se poate explica pe schema echivalentă de regim static din figura 8.29.

Pentru $V_{BB} = 0$ se obține o caracteristică de diodă cu o rezistență serie mare (r_{B1} și r_{B2} în paralel), căderea de tensiune în polarizare directă fiind în jur de 2V. Dioda D reprezintă joncțiunea pn a emitorului, iar r_{B1} și r_{B2} sînt rezistențele distribuite ale bazei de siliciu între cele două baze și un punct interior O , situat aproximativ în dreptul joncțiunii de emitor. Suma $r_{BB} = r_{B1} + r_{B2}$ se numește *rezistență interbază*, iar raportul $\eta = r_{B1}/r_{BB}$ — *raport de divizare intrinsec* ($\eta \approx 0,5$).

Pentru o tensiune $V_{BB} > 0$ aplicată între baze, dioda D este polarizată invers dacă $v_E < V_0$, unde $V_0 = \eta V_{BB}$, și este polarizată direct pentru $v_E > V_0$, dar deschiderea diodei are loc numai după ce pe ea cade tensiunea de prag V_Y adică în punctul P al caracteristicii (fig. 8.30, *a*) unde :

$$V_P = V_0 + V_Y = \eta V_{BB} + V_Y. \quad (8.19)$$

Pînă în punctul P prin diodă trece un curent mic, negativ dacă $v_E < V_0$ și pozitiv dacă $v_E > V_0$. Punctul P se numește *punct de vîrf* al caracteris-

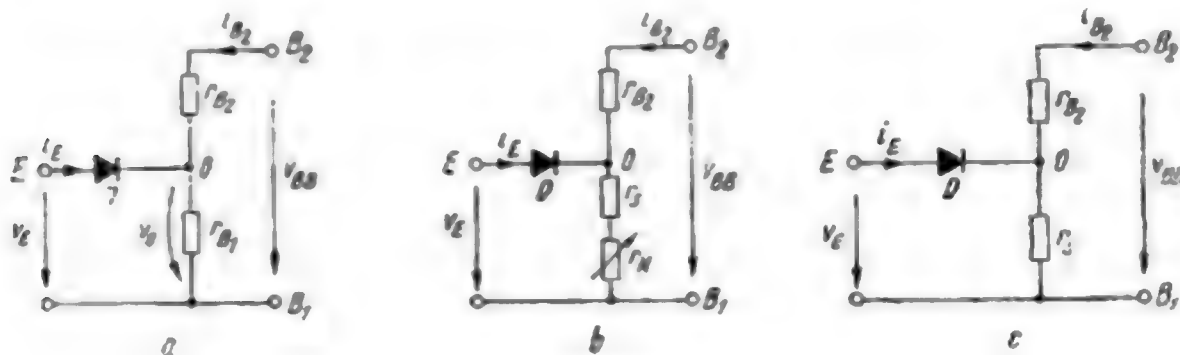


Fig. 8.29

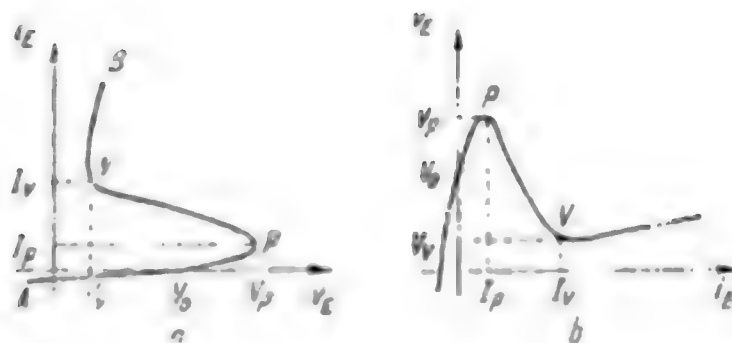


Fig. 8.30

ticii, denumire ce provine din redesenarea acesteia ca în figura 8.30, b. Porțiunea AP se numește *regiune de blocare*. Porțiunea PV prezintă *rezistență dinamică negativă*; substratul fizic este modulația conductivității bazei OB_1 .

Crescînd curentul peste valoarea I_P are loc o injecție puternică de goluri în baza OB_1 (însotită de o injecție puternică de electroni la contactul bazei B_1), astfel că rezistența r_{B1} scade. Tensiunea v_E (relația 8.20) scade, pentru că

$$v_E = V_A + r_{B1} (i_E + i_{B1}), \quad (8.20)$$

iar r_{B1} scade mai repede decît crește curentul i_E , tensiunea V_A pe dioda D polarizată direct fiind practic constantă. Astfel apare regiunea PV de rezistență dinamică negativă.

În această regiune porțiunea OB_1 poate fi modelată cu o rezistență pozitivă constantă r_s în serie cu o rezistență negativă r_n care scade în modul cu creșterea curentului de emitor, suma $r_s + r_n$ fiind negativă între P și V (fig. 8.29, b). Odată cu creșterea curentului de emitor scade durata de viață a purtătorilor injectați în OB_1 , scad mobilitățile purtătorilor ($\mu = q\tau/m$), astfel că la un moment dat creșterea concentrațiilor de purtători este compensată de scăderea mobilităților lor și conductivitatea nu mai variază cu curentul ($\sigma = q\mu_p p + q\mu_n n$). Acest lucru se întîmplă în *punctul de vale* V unde se anulează rezistența negativă r_n . Regiunea VB se numește *regiune de saturație*, unde — din cauza valorilor mari ale lui i_E , curentul i_{B2} devine neglijabil, caracteristica de intrare corespunzînd cu a unei diode polarizate direct. În regiunea de saturație curentul crește cu tensiunea v_E , în schema echivalentă corespunzătoare (fig. 8.29, c) rămîniînd doar rezistența pozitivă r_s (valori tipice: 5–15 Ω).

Coordonatele punctelor P și V depind de tensiunea v_{BE} :

- tensiunea V_P crește cu v_{BE} (aproximativ liniar dacă se neglijează variația lui η cu v_{BE}), iar curentul I_P scade cu v_{BE} ;
- coordonatele punctului de vale V_V și I_V cresc cu tensiunea v_{BE} .

Dependența de temperatură a parametrilor TUJ nu este pronunțată, aceste dispozitive avînd o stabilitate la variația ridicată temperaturii comparativ.

● Caracteristicile interbază $i_{B2} = i_{B2}(v_{BE}, i_E)$ sînt reprezentate în figura 8.31. Acesta se aseamănă cu caracteristicile de ieșire ale unui tranzistor bipolar, dependența curentului „de ieșire” i_{B2} de cel „de intrare” i_E explicîndu-se prin modulația conductivității bazei OB_1 și în mai mică măsură prin modulația conductivității bazei OB_2 .

● În regim variabil, TUJ se folosește în majoritatea aplicațiilor în comutație, dat fiind caracteristica sa statică (fig. 8.28), tipică dispozitivelor

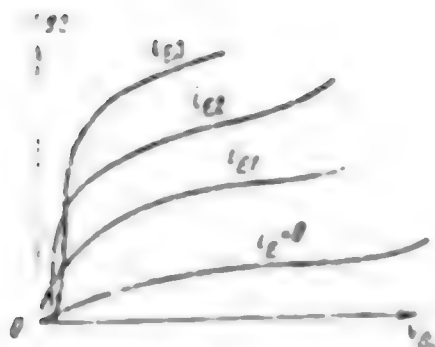


Fig. 8.31

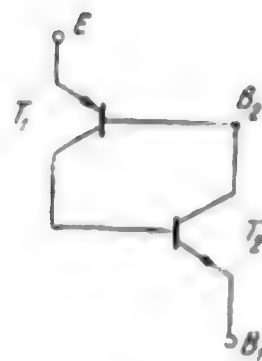


Fig. 8.32

de comutare. Asemănarea caracteristicii sale de intrare cu cea a unei diode *pnpn* a condus la descrierea TUJ în regim de comutare printr-o schemă echivalentă cu două tranzistoare complementare (fig. 8.32), cu toate că rezistența negativă a TUJ nu este determinată de procesul regenerativ ce are loc între bazele și colectoarele tranzistoarelor echivalente, ci de fenomenul de modulație a conductivității bazei. Schema din figura 8.32 arată că putem atașa la TUJ două rezistențe exterioare R_{B1} și R_{B2} (fig. 8.33) prin care putem regla raportul de divizare intrinsec η . Timpii de comutare directă și inversă ai TUJ sînt de ordinul $1 \mu s$, întrebuițarea sa tipică fiind în oscilatoare de relaxare.

8.4.2. Tranzistorul unijuncțiune programabil

Tranzistorul unijuncțiune programabil (TUJP) este un dispozitiv cu structura asemănătoare unui tiristor de mică putere cu poartă anodică (fig. 8.34, *a*) care permite obținerea unei caracteristici curent-tensiune asemănătoare cu aceea a tranzistorului unijuncțiune. Simbolul său este reprezentat în figura 8.34, *b*, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni. Se numește *programabil* pentru că prin modificarea rezistențelor R_1 și R_2 montate exterior (fig. 8.35, *a*) se poate varia raportul η . Deoarece structura sa este asemănătoare cu cea a unui tiristor, electrozii TUJP sînt numiți *anod*, *catod* și *poartă*. Anodul corepunde emitorului, iar catodul-bazei B_1 . Rezistențele exterioare înlocuiesc pe cele distribuite r_{B1} și r_{B2} , poarta conectîndu-se la punctul comun al lui R_1 și R_2 .

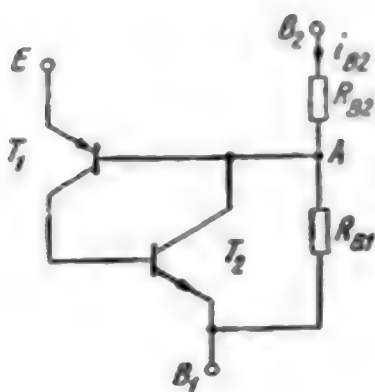


Fig. 8.33

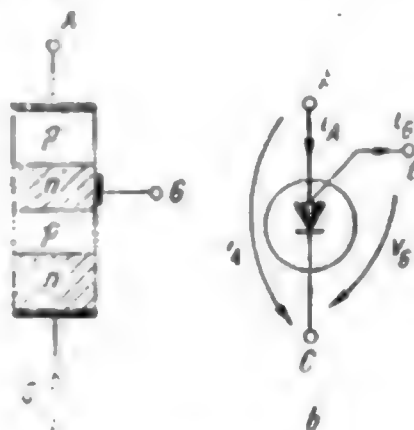


Fig. 8.34

● **Procese fizice — particularități.** De la schema din figura 8.35, *a* se poate trece la cea din figura 8.35, *b* cu două tranzistoare complementare, identică cu schema din figura 8.33, de unde reiese analogia dintre proprietățile electrice ale TUJ și TUJP. Cu notațiile:

$$V_s = \frac{R_1 V}{R_1 + R_2} = \eta V; R_G = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (8.21)$$

putem echivala schema din figura 8.35, *b* cu cea din figura 8.36, din care rezultă că pentru $v_A < V_s$ joncțiunea emitor-bază a tranzistorului T_1 este polarizată invers, iar pentru $v_A > V_s + V_T = V_P$ această joncțiune se va deschide fiind parcursă de un curent care, prin reacția regenerativă dintre tranzistoarele T_1 și T_2 , conduce la amorsarea structurii *pnpn*. Astfel, amorsarea TUJP, fenomenul de rezistență negativă și apoi cel de saturatie se explică prin reacția regenerativă a structurilor *pnpn* și nu prin efectul de modulație a conductivității bazei ca la un TUJ.

● **Caracteristicile curent-tensiune** ale unui TUJP sînt foarte asemănătoare cu cele din figura 8.28. Pe axe se vor citi i_A și v_A în loc de i_E și v_E , iar parametrul familiilor de curbe va fi v_s dat de relația (8.21) și este „programabil” prin modificarea lui R_1 și R_2 . Curentul de vîrf I_P este practic independent de v_s , dar scade cînd crește R_G . Curentul de vale I_V crește cu v_s și scade cînd R_G crește.

● **Avantajele TUSP față de TUJ.** O calitate deosebită a TUJP constă în posibilitatea reglării după dorință a parametrilor η , r_{on} , I_P și I_V prin alegerea corespunzătoare a rezistențelor R_1 și R_2 . TUJP are de asemenea calități deosebite comparativ cu un TUJ la funcționarea sa într-un oscilator de relaxare pentru comanda tiristoarelor: rezistența sa în saturatie este mai mică (cîtiva ohmi), timpul de comutare directă este numai de cîteva zeci de nanosecunde, iar impulsul de curent obținut pe rezistența de sarcină din catod este de ordinul amperilor. De asemenea, TUJP suportă o tensiune inversă anod-catod mare (40—100 V) și poate funcționa la tensiuni de alimentare mici. Se adaugă prețul scăzut dat fiind că structura sa se realizează prin tehnologia circuitelor integrate.

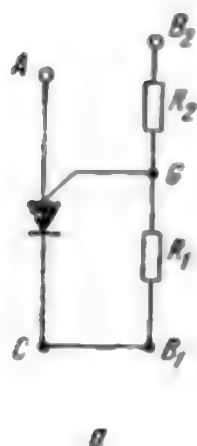


Fig. 8.35

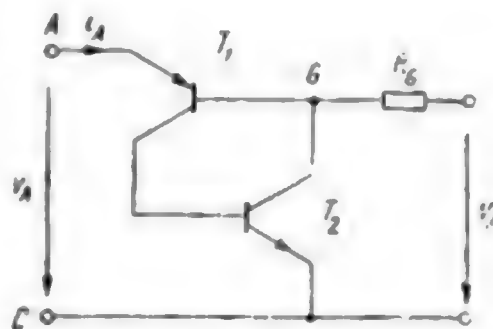
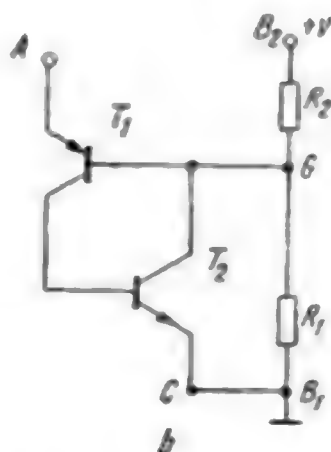


Fig. 8.36

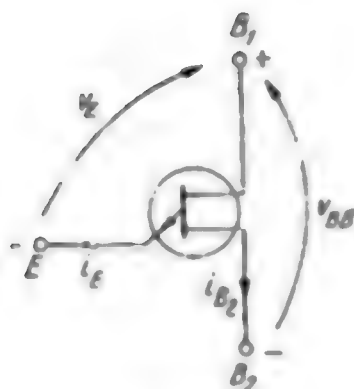


Fig. 8.37

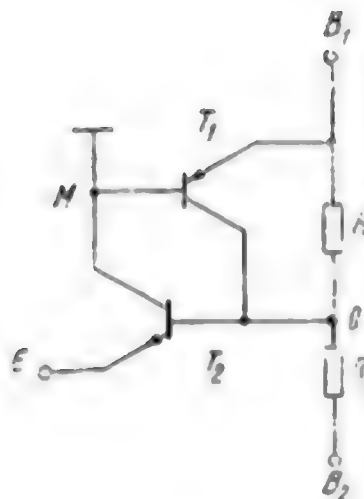


Fig. 8.38

8.4.3 Tranzistorul unijoncțiune complementar

Tranzistorul unijoncțiune complementar (TUJC) poate fi privit drept complementul unui TUJ avînd, în comparație cu cel din urmă, aceeași comportare pe care tranzistorul npn o are față de tranzistorul pnp . Simbolul lui este arătat în figura 8.37, tensiunile și curenții avînd sensuri opuse față de TUJ. Caracteristicile statice ale TUJC sînt asemănătoare cu cele ale unui TUJ, date în figura 8.28, pe care trebuie să citim $(-v_E)$ și $(-v_{BB})$ în loc de v_E și v_{BB} .

● Structura de TUJC se realizează prin tehnologia circuitelor integrate și are schema echivalentă din figura 8.38 (structură $pnpn$), unde R_1 și R_2 sînt porțiuni ale rezistenței interbază v_{BB} realizată integrat în chipul de siliciu. Astfel se poate controla — cu o mare precizie — parametrul η . Structura integrată este asemănătoare cu cea din figura 8.18, *a* (tiristor tetrodă), cu următoarea corespondență: zona p_1 — baza B_1 , zona n_2 — tetrodă), cu următoarea corespondență: zona p_1 — baza B_1 , zona n_2 — punctul M care reprezintă substratul și se conectează la capsulă, zona p_3 — punctul interbază O zona n_4 — emitorul E .

● Procese fizice — particularități. Deși proprietățile electrice ale TUJC sînt asemănătoare cu cele ale unui TUJ, procesul fizic ce stă la baza funcționării acestui dispozitiv nu este modulația conductivității bazei, ci procesul regenerativ caracteristic structurilor $pnpn$. Cît timp tensiunea v_E de emitor negativă, crescătoare în valoare absolută, rămîne mai mică decît ηv_{BB} , joncțiunea de emitor a tranzistorului $T_2(npn)$ este polarizată invers; cînd $v_E = \eta v_{BB} + V_Y$ ($V_Y < 0$ la un tranzistor npn) joncțiunea aceasta se deschide, inițiind procesul regenerativ de comutare a structurii. Dat fiind substratul fizic, porțiunea PV de rezistență negativă este aproape liniară și mai puțin înclinată față de axa tensiunii decît la un TUJ.

În Anexa 8 se prezintă circuite cu dispozitive multijoncțiune și cu TUJ.

DISPOZITIVE DE MICROUNDDE

9.1. GENERALITĂȚI

Microundele sînt oscilațiile electromagnetice cu frecvențe cuprinse între 1 GHz (lungime de undă de 30 cm) și 300 GHz (lungime de undă de 1 mm)*. Aplicațiile microundelor sînt în principal în domeniul radiocomunicațiilor și radiolocației.

● Frecvența maximă de lucru a tranzistoarelor bipolare a ajuns în prezent în jur de 10 GHz. Construcția tranzistoarelor de microunde este deosebită pentru a asigura atingerea unor frecvențe de lucru ridicate.

În capitolul 5 am asociat frecvența de tăiere, f_T , timpului de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază și am arătat că f_T crește atunci cînd grosimea bazei scade. Dar micșorarea grosimii bazei atrage creșterea rezistenței distribuite a bazei (r_{be}). Aceasta determină împreună cu capacitatea colector-bază o constantă de timp care limitează performanțele în frecvență ale etajului de amplificare (paragraful 5.10.2). Micșorarea capacităților tranzistorului înseamnă reducerea ariei joncțiunilor și creșterea densității curentului. Se folosesc diverse tehnici de fragmentare a emitorului pentru a evita concentrarea excesivă a curentului de emitor (fenomenul de aglomerare menționat în paragraful 5.6.7).

● Tranzistorul unipolar poate atinge frecvențe și mai înalte. Este vorba de tranzistorul cu efect de cîmp într-o versiune în care joncțiunea pn (capitolul 6) este înlocuită printr-un contact redresor (Schottky) polarizat invers. Drept material semiconductor se folosește GaAs (galiu-arsen), deoarece mobilitatea electronilor este mult mai mare decît în siliciu.

● Amplificarea și generarea microundelor se poate face nu numai cu tranzistoare, ci și cu diode cu rezistență negativă. Un prim exemplu de astfel de dispozitiv este dioda tunel (paragraful 3.5.6). Această diodă oferă o caracteristică curent-tensiune în formă de N, cu o porțiune descen-

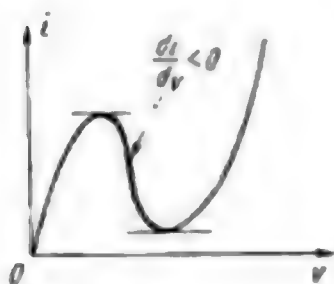


Fig. 9.1

dentă (fig. 9.1) în care rezistența diferențială este negativă. Această rezistență poate compensa pierderile dintr-un circuit rezonant, asigurînd astfel întreținerea oscilațiilor (a se vedea capitolul 16). Puterea generată de acest dispozitiv este mică, de ordinul miliwattului, la frecvențe de ordinul a 10 GHz.

Puteri mult mai mari și frecvențe mult mai înalte se pot atinge cu diode Gunn sau cu diode IMPATT. Principiul de funcționare al acestor

* Peste 30 GHz se mai numesc și unde milimetrice.

dispozitive este complet diferit de cel al dispozitivelor studiate pînă acum și va fi prezentat în paragrafele următoare.

● Familia diodelor de microunde este mai largă. Diodele varactor sînt joncțiunii $p-n$ folosite în polarizare inversă și care se comportă ca niște capacitatoare a căror capacitate electrică este controlată prin tensiune. Este vorba, desigur, de capacitatea de barieră a joncțiunii $p-n$. Printr-un profil de impurități cu o configurație specială se obține o dependență mai pronunțată capacitate-tensiune. Rezistența electrică serie trebuie să fie mică. Diodele varactor se folosesc pentru controlul electric al frecvenței oscilațiilor, pentru multiplicarea frecvenței, pentru amplificarea parametrică*.

● Pentru detecție (capitolul 17) și mixare se folosește caracteristica redresoare a diodelor Schottky (capitolul 4). Aceste dispozitive se realizează cu capacitate mică, pentru a evita efectul de scruteircuitare de la frecvențe înalte.

● Un dispozitiv aparte este dioda pin, prezentată succint la sfîrșitul acestui capitol.

9.2. DISPOZITIVE GUNN

Dispozitivele Gunn se bazează pe fenomenul transferului de electroni care apare în anumite semiconductoare (dintre care cel mai mare interes prezintă galiul-arsen) și se manifestă prin existența unei caracteristici $v_d = v_d(E)$ ca cea din figura 9.2. Viteza de drift a electronilor reprezentată în funcție de intensitatea cîmpului electric prezintă un maxim. Caracteristică este prezența *mobilității diferențiale negative* ($dv_d/dE < 0$).

Teoria corpului solid arată că anumite materiale semiconductoare (cum ar fi galiul-arsen) au două benzi de conducție și două categorii de electroni liberi: electroni „ușori” (cu mobilitate mare) și electroni „grei” (cu mobilitate mică). Electronii „grei” se dovedesc a fi mai energetici decît cei „ușori” (banda energetică respectivă corespunde unor energii mai mari). Distribuția energetică a electronilor se modifică cu intensitatea cîmpului electric. La intensități mai mari ale cîmpului crește energia cinetică a electronilor și crește ponderea electronilor grei. Ca urmare viteza medie de drift a electronilor liberi începe la un moment dat să scadă cu cîmpul electric (fig. 9.2). La intensități mari ale cîmpului practic toți electronii sînt „grei”, iar pe de altă parte viteza lor tinde să se satureze (capitolul 2).

Diodele Gunn sînt într-o primă aproximație rezistoare semiconductoare de tip n cu două contacte (anod și catod). Ele se realizează în prezent sub formă de structuri metal — nn^+ sau n^+nn^+ . Aceste dispozitive nu au joncțiuni $p-n$ și la început au fost numite „cu efect de volum”.

● **Efectul Gunn.** Dacă se consideră conducția ohmică prin structură (curent de drift transportat de electroni) atunci caracteristica curent-tensiune ar trebui să fie o replică a caracteristicii $v_d = v_d(E)$, deoarece curentul este proporțional cu viteza, iar cîmpul electric

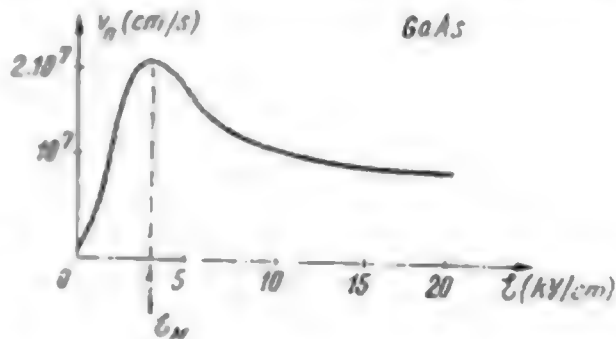


Fig. 9.2

* Și aceste ultime două aplicații (neexplicate aici) se bazează pe dependența capacitate-tensiune.

(presupus uniform) este proporțional cu tensiunea aplicată. Am obține astfel o rezistență neliniară cu caracteristica în formă de N (fig. 9.2).

Atunci când intensitatea cîmpului depășește valoarea „de viri” \mathcal{E}_N (fig. 9.2), în semiconductor au loc însă fenomene calitativ noi. Remarcăm mai întâi că în structura n^+nn^+ , la limitele zonei n , apare o sarcină spațială datorită difuziei electronilor din zonele n^+ . Mecanismul de *relaxare dielectrică* (cunoscut din electrotehnică) constă în dispariția sarcinii spațiale mobile dintr-un conductor cu constanta $\tau_r = \epsilon/\sigma$ (τ_r fiind timpul de relaxare dielectrică, iar σ — conductivitatea). Pentru un semiconductor de tip n cu doparea N_D și viteza electronilor $v_n = v_n(\mathcal{E})$, dinamica micilor deviații de la neutralitate va fi descrisă de un *timp de relaxare diferențial*, τ_d

$$\tau_d = \frac{\epsilon}{qN_D\mu_d}, \quad \mu_d = \frac{dv_n}{d\mathcal{E}}. \quad (9.1)$$

Dacă mobilitatea diferențială μ_d este negativă, atunci timpul de relaxare τ_d devine negativ și fenomenul de relaxare dielectrică se transformă de fapt în opusul său. Cu alte cuvinte, în loc ca deviațiile de la neutralitate să dispară, se va constata că ele cresc exponențial cu constanta de timp τ_d . Acest fenomen neobișnuit dă naștere unei comportări extrem de diverse și de interesante.

Fie $T_L = L/v_n$ timpul de tranzit al electronilor prin zona n de lungime L . Dacă punem condiția $T_L \ll |\tau_d|$, ceea ce revine la

$$N_D L \ll \frac{v_n}{q|dv_n/d\mathcal{E}|}, \quad (9.2)$$

atunci neuniformitățile cîmpului (deviațiile de la neutralitate) nu au timp să se dezvolte deoarece tranzitul sarcinii este foarte rapid. Ca urmare, atunci când se aplică o tensiune continuă la bornele dispozitivului se obține o *distribuție stabilă a cîmpului intern*. Teoria arată că are loc o injecție apreciabilă de sarcină și cîmpul nu este uniform. Ca urmare, caracteristica $i-v$ nu reproduce forma lui $v_n = v_n(\mathcal{E})$.

Dacă, dimpotrivă, condiția (9.2) nu este satisfăcută, atunci eventualele neuniformități ale cîmpului se dezvoltă apreciabil pe durata tranzitului purtătorilor de sarcină. Un astfel de fenomen este explicat cu referire la figura 9.3. Aici se arată distribuții ale cîmpului electric la momente de timp succesive. Inițial cîmpul electric este peste tot mai mare decît cîmpul

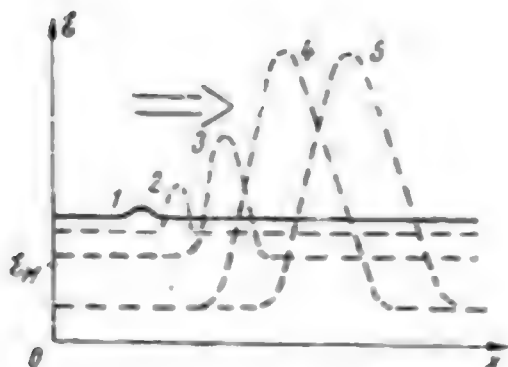


Fig. 9.3

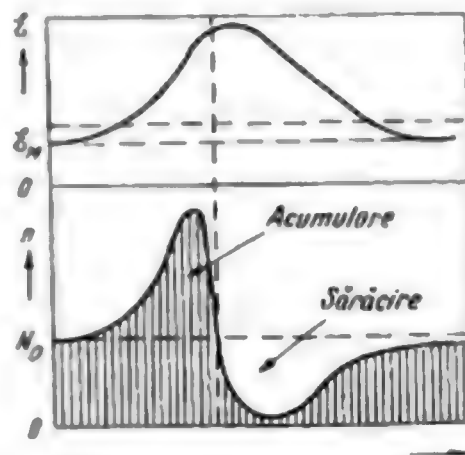


Fig. 9.4

S_M corespunzător maximului curbei $v_s = v_s(\delta)$ (fig. 9.2). Tot semiconductorul este un mediu cu conductibilitate diferențială negativă. Figura 9.3 arată o mică neuniformitate a cîmpului în momentul inițial. Aceasta corespunde unui strat dipolar. Este vorba de un dublu strat constînd dintr-o acumulare de electroni la stînga și un strat de sărăcire la dreapta (fig. 9.4). Acest strat dipolar se propagă odată cu purtătorii de sarcină. Deosebit de interesant este faptul că stratul dipolar în mișcare se extinde tot mai mult, deoarece electronii continuă să se acumuleze la „coada” sa (în stînga). Aceasta se datorește faptului că în stratul de acumulare electronii „din față” (mai la dreapta) se găsesc într-un cîmp de intensitate mai mare și au o viteză mai mică ($dv_s/d\delta < 0$), în timp ce electronii din urmă au o viteză mai mare. Figura 9.3 arată cum neuniformitatea cîmpului electric crește și apoi se stabilizează la o anumită formă (aici cîmpul din exteriorul dipolului s-a micșorat apreciabil, a scăzut sub valoarea S_M). Ca urmare, se vorbește de *domenii stabile** care *călătorește de la un electrod la celălalt*. În momentul în care domeniul ajunge la electrodul colector, se constată un impuls de curent în circuitul exterior. După dispariția domeniului, cîmpul electric depășește din nou S_M (tensiunea aplicată la bornele dispozitivului este constantă și mai mare ca $S_M L$, unde L este lungimea zonei n). Se formează un nou domeniu, de obicei chiar la electrodul negativ, acesta călătorește spre electrodul opus etc. În rezumat, aplicînd o tensiune continuă structurii, obținem oscilații ale curentului din circuitul exterior. Acesta este efectul observat inițial de Gunn. Frecvența oscilațiilor este invers proporțională cu distanța L și poate fi destul de ridicată ($f = 1/T_L$, dacă se neglijează timpul necesar pentru formarea și dispariția domeniilor; $T_L = L/v_s$ și $f = 10$ GHz pentru $L = 10 \mu\text{m}$ și $v_s = 10^7$ cm/s).

○ **Notă.** Varietatea fenomenelor întîlnite în dispozitivele cu efect Gunn este foarte mare deoarece eventuala formare, propagare și dispariție a domeniilor poate fi controlată atît prin particularitățile de construcție ale dispozitivului (a cărui arie transversală sau dopare poate fi neuniformă), cît și prin alegerea potrivită a circuitului exterior care poate fi, de pildă, un circuit rezonant pe o frecvență oarecare, diferită de $f = 1/T_L$.

● Dioda Gunn propriu-zisă este un dispozitiv cu rezistență negativă utilizat în circuitele de microunde. Caracteristica **curent-tensiune** este reprezentată în figura 9.5. Aceasta are o regiune aproape liniară (sub tensiunea prag $S_M L$) și o regiune corespunzătoare propagării domeniilor stabile. Domeniul se formează atunci cînd v depășește tensiunea prag și dispare (înainte de a atinge electrodul colector) atunci cînd tensiunea coboară sub tensiunea de susținere $V_{M...}$. Atunci cînd tensiunea la bornele diodei oscilează, punctul instantaneu de funcționare se deplasează după cum arată săgețile din figura 9.4 (există un hysteresis). Dioda se poate modela ca un rezistor neliniar în paralel cu o capacitate.

● Un caz particular este acela al funcționării într-un circuit rezonant paralel pe o frecvență egală cu $1/T_L$ (perioada este egală cu timpul de tranzit al domeniilor). [Aici apar oscilații ale curentului la fel ca în circuitul rezistiv. Acestea sînt însă în antifază cu tensiunea oscilantă la bornele dispozitivului (fig. 9.6). Acest fenomen poate fi descris prin conceptul de rezistență negativă care compensează pierderile din circuit (deci permite autooscilații).

* Aceste domenii se mișcă, dar au o formă (configurație) stabilă în timp.

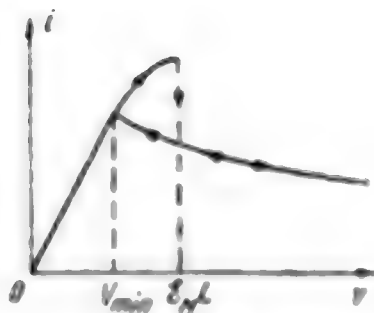


Fig. 9.5

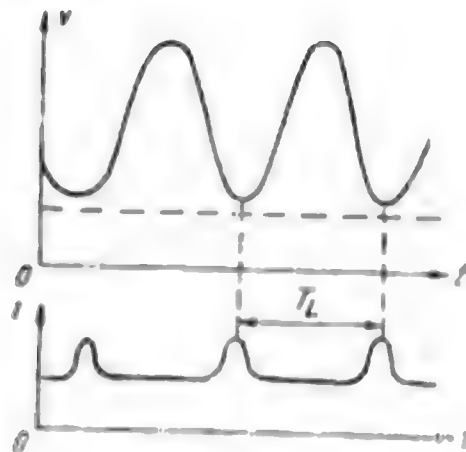


Fig. 9.6.

În practică nu se poate obține un sincronism perfect prin egalarea perioadei de oscilație cu timpul de tranzit. Totuși rezistența negativă apare deoarece fenomenul „se autosincronizează” prin efectul pe care variația tensiunii la borne îl are asupra „lansării” domeniilor (atunci când depășește $\delta_N L$) și respectiv asupra dispariției acestora (atunci când v scade sub V_{min} , figura 9.5). Curentul înregistrează aceste fenomene (a se vedea caracteristica cu hysterezis din figura 9.5) și se află aproximativ în antifază cu tensiunea.

Diodele Gunn pot furniza puteri de zeci sau sute de miliwați la frecvențe cuprinse între câțiva gigaherți și zeci de gigaherți.

9.3. DIODELE IMPATT

Diodele IMPATT sînt dispozitive care se bazează pe ionizarea prin șoc și timpul de tranzit (IMPact Ionization Transit Time = IMPATT). Ele generează puteri de câțiva wați în regim continuu de oscilație, iar frecvențele de lucru pot ajunge la câteva sute de gigaherți.

● Funcționarea dispozitivului este explicată pe o structură de tip p^+n (fig. 9.7, a), unde i este o zonă intrinsecă (concentrația efectivă de impurități este neglijabilă).

Se aplică o tensiune inversă (cu plus pe n^+) suficient de mare pentru a provoca străpungerea prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea p^+n . Profilul cîmpului electric este desenat în figura 9.7, b. Vom admite că dispozitivul este polarizat în avalanșă cu o sursă de curent constant. Dacă presupunem că la bornele dispozitivului apare o tensiune sinusoidală de foarte înaltă frecvență (fig. 9.7, c) care oscilează în jurul tensiunii de străpungere V_N , atunci constatăm generarea internă a unor „pachete” de purtători de sarcină care dau un curent în antifază cu tensiunea menționată mai sus.

Într-adevăr, în timpul alternanței pozitive a tensiunii (fig. 9.7, c) densitatea purtătorilor de sarcină generați prin multiplicare în avalanșă va crește rapid în timp. În alternanța negativă, dimpotrivă, densitatea acestor purtători începe să scadă. Ca urmare, densitatea curentului de electroni injectați de joncțiunea p^+n în regiunea i prezintă un maxim în momentul în care tensiunea la bornele diodei trece prin valoarea medie

(fig. 9.7, *c* și *d*). Pachetul de electroni injectați nu se dispersază în timpul transportului prin regiunea *i*, deoarece viteza acestora este constantă și aproape egală cu viteza limită (saturată). Aceasta deoarece intensitatea câmpului electric (fig. 9.7, *b*) este foarte mare. Curentul indus în circuitul exterior de acest pachet de electroni în tranzit (până la colectarea lor de către zona n^+) are forma unui impuls dreptunghiular (fig. 9.7, *e*). Dacă timpul de tranzit este egal cu jumătate din perioada oscilației de înaltă frecvență, atunci fundamentala curentului indus în circuitul exterior este în antifază cu tensiunea la borne. Acest defazaj asigură *comportarea tip rezistență negativă a dispozitivului*. Subliniem faptul că defazajul rezultă din efectul combinat al întâzierii produse de generarea în avalanșă și, respectiv, de transportul purtătorilor.

○ **Observație.** Dacă se calculează puterea instantanee generată și se raportează la puterea absorbită de la sursa de curent continuu, atunci se obține o eficiență de generare care atinge valoarea optimă pentru un timp de tranzit egal cu numai 0,74 din semiperioada oscilației. Deoarece timpul de tranzit este fixat prin construcție, rezultă pentru fiecare dispozitiv o frecvență optimă bine determinată.

Circuitul echivalent al dispozitivului cuprinde o rezistență negativă și o capacitate în paralel. Aceasta din urmă este în mod esențial capacitatea de barieră a joncțiunii.

● **Diodele IMPATT se realizează cu Si sau GaAs.** Construcția lor pune probleme deosebite, legate de regimul critic de funcționare. Trebuie asigurată funcționarea în străpungere la densități mari de curent. Pentru a mări puterea generată, se mărește puterea disipată pe dispozitiv până la temperaturi de lucru ale joncțiunii de 200°C.

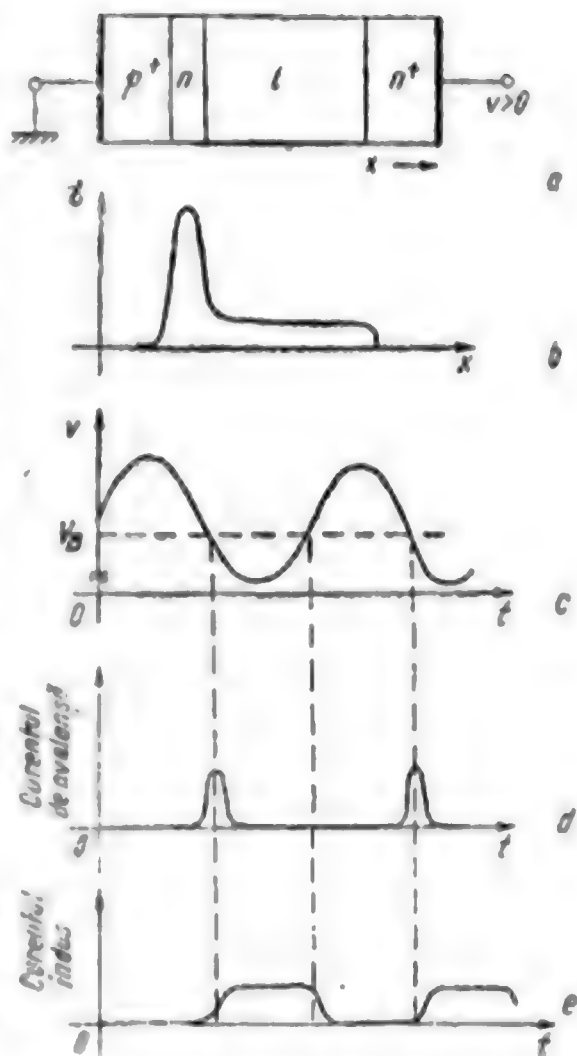


Fig. 9.7

9.4. DIODA PIN

Dioda *pin* (fig. 9.8, *a*) este o structură semiconductoră formată dintr-o regiune intrinsecă *i* (de fapt o regiune de rezistivitate foarte mare) mărginită de două regiuni, p^+ și n^+ , puternic dopate (fig. 9.8, *b*). La tensiune de polarizare nulă, regiunea centrală este complet lipsită de purtători, iar în regiunile adiacente se formează sarcini spațiale egale dar de semn opus

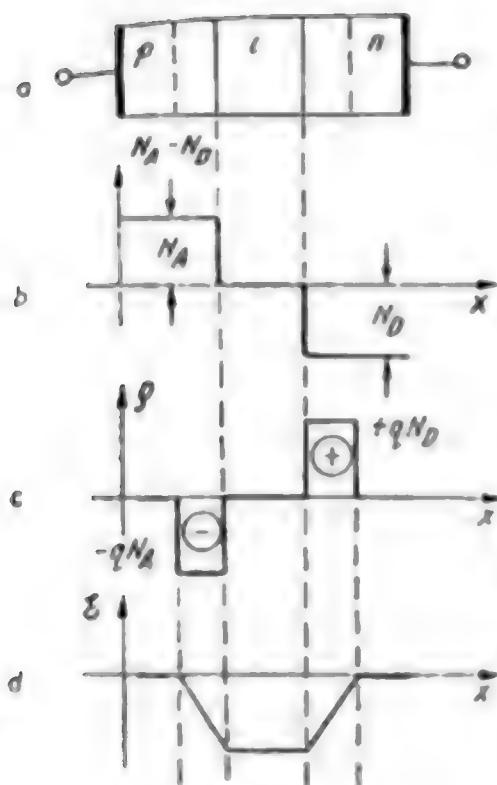


Fig. 9.8

(fig. 9.8, c), la fel ca la joncțiunea pn . Profilul cimpului electric este cel din figura 9.8, d.

○ Notă. În dispozitivele reale, regiunea centrală nu poate fi intrinsecă, ci numai slab dopată. Aici regiunea centrală va fi complet golită de purtători prin aplicarea unei tensiuni negative (minus pe regiunea p).

O diodă pin polarizată invers se comportă ca un condensator.

Atunci când dioda pin este polarizată direct, regiunea p^+ injectează goluri în regiunea centrală, în timp ce regiunea n^+ injectează electroni de asemenea în zona centrală. Rezistența regiunii centrale se micșorează foarte mult. Dioda pin polarizată directă se comportă ca o rezistență a cărei valoare este controlată de curentul care trece prin dispozitiv (invers proporțională cu curentul).

Dioda pin poate fi folosită ca un comutator sau ca un dispozitiv modulator,

fiind comandată între blocare și conducție. Mai poate fi folosită în atenuatoare comandate electric (polarizată direct). Se folosește la frecvențe înalte și în special în microunde.

Capitolul 10

DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

10.1 INTRODUCERE

Dispozitivele optoelectronice reprezintă o categorie de dispozitive electronice a căror funcționare presupune existența radiației electromagnetice în domeniul optic atât ca factor perturbator, cât și ca rezultat al regimului electric. Transformarea energiei radiației electromagnetice în energie electrică și invers se face în mod direct, fără intermediul altor forme de energie.

Fenomenele fizice fundamentale care stau la baza funcționării dispozitivelor optoelectronice sunt *absorbția radiației electromagnetice în corpul solid* și *recombinarea radiativă a purtătorilor de sarcină în semiconductoare*.

Tabelul 10.1 prezintă o clasificare a principalelor dispozitive optoelectronice. Capitolul de față va prezenta numai o parte a acestora, și anume pe acelea care sunt folosite mai frecvent în circuitele electronice.

10.2. ABSORBȚIA RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE ÎN CORPUL SOLID

Interacțiunea radiației electromagnetice cu corpul solid poate duce la fenomene de reflexie, de absorbție și de transmisie a radiației. Transformarea directă a energiei radiației electromagnetice în energie electrică se face numai prin fenomenul de absorbție. Absorbția radiației electromagnetice duce la creșterea energiei corpului solid; această creștere de energie se poate localiza atât la nivelul rețelei propriu-zise de atomi, cât și la nivelul electronilor.

Absorbția energiei electromagnetice de către atomii din rețeaua cristalină duce la creșterea energiei lor de vibrație. Se reamintește că această energie este cuantizată, iar corpusculul asociat undelor de vibrație se numește *fonon* (similar cu *fotonul* asociat undelor electromagnetice).

Absorbția de către electroni a energiei electromagnetice duce la trecerea lor pe un nivel energetic superior, nivel situat în aceeași bandă sau în altă bandă energetică permisă. Pentru dispozitivele optoelectronice interesează acele salturi energetice care trec electronul dintr-o stare legată în starea de purtător liber/de sarcină. Fenomenul de creare de purtători liberi de sarcină sub acțiunea radiației electromagnetice se numește *efect fotoelectric*. Dacă electronii care au absorbit radiația electromagnetică sunt extrași din interiorul corpului solid, fenomenul poartă denumirea de

Clasificarea principalelor dispozitive optoelectronice

Nr. crt.	Agentul fizic extern	Fenomenul fizic care are loc	Tipul dispozitivului	Nr. de electrozi	Nr. de joncțiuni	Proprietatea dispozitivului	Denumirea dispozitivului
1	Φ, u	Efect fotoelectric extern	Tub cu vid	2	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Cellă fotoelectrică cu vid
			Tub cu gaz	2	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Cellă fotoelectrică cu gaz
			Tub cu vid	n	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Fotomultiplicator electronic
	$h\nu$		Plăcuță semiconductoră	—	—	Absorbe radiația de o anumită lungime de undă	Filtru optic
2	Φ, u	Efect fotoelectric intern	Joncțiune pn	2	—	$I = \sigma(\Phi, S)$	Fotorezistență
				2	—	$u = u(\Phi, I)$	Element foto galvanomagnetic
				2	1	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Potodiodă
				2	—	$u_A = u_A(u_A, \Phi)$	Potorelement
			Structură de tranzistor	3	2	$i_C = i_C(u_{CE}, \Phi)$	Fototranzistor
			Structură pnpn	2	3	$u_{gr} = u_{gr}(\Phi)$	Pototiristor
3	$h\nu, u$	Recombina-re radiativă a purtătorilor mobili de sarcină	Joncțiune pn	2	1	Coefficientul de absorbție a radiației de o anumită lungime de undă depinde de intensitatea curentului electric	Modulator de radiație infraroșie
				—	—	Emite radiație luminoasă coerentă	Laser cu excitație optică
	$h\nu$		Plăcuță semiconductoră	—	—	Emite radiație luminoasă necoerentă	Cellă electroluminescentă
			Structură metal semiconductor-metal	2	—	Emite radiație luminoasă necoerentă	Diodă electroluminescentă
	S		Joncțiune pn	2	1	Emite radiație luminoasă coerentă	Laser cu injecție
			Strat semiconductor depus	—	—	Emite radiație luminoasă necoerentă	Fierar luminescent
4	Păscutul de electroni	Difuzia luminii	Plăcuță semiconductoră	—	—	Emite radiație luminoasă coerentă	Laser
	$h\nu, S, h\nu, T$		Structură metal cristal metal-metal	2	—	Modifică lungimea de undă a radiației incidente	Cellă cu efectul Bethe

efect fotoelectric extern; acești electroni pot participa la fenomene de conducție în vid sau gaze. Dacă electronii sînt doar desprinși de atomul de origine devenind purtători liberi în interiorul rețelei, fenomenul se numește *efect fotoelectric intern*; acest fenomen este specific numai semiconductoarelor, deoarece la metale există un mare număr de purtători liberi chiar în absența radiației electromagnetice.

Marea majoritate a dispozitivelor optoelectronice sînt realizate pe materiale semiconductoare; de aceea, în cele ce urmează se vor prezenta patru moduri specifice de absorbție în semiconductoare a radiației electromagnetice.

● **Absorbția intrinsecă** implică preluarea energiei fotonilor de către electronii de valență, cu trecerea acestora în banda de conducție. În felul acesta se formează o pereche electron-gol. Pentru a se realiza acest mod de absorbție, energia fotonilor trebuie să fie mai mare decât lărgimea benzii interzise:

$$E = h\nu > E_g \quad (10.1)$$

Schema calitativă a acestui proces este prezentată în figura 10.1, a. Formarea perechii electron-gol este însoțită, de regulă, și de cedare a energiei către rețeaua cristalină (*formarea unui fonon*).

Dacă energia radiației incidente este suficient de mare, electronul poate fi chiar sinuls din rețea, adică se produce *efectul fotoelectric extern*.

● **Absorbția datorată impurităților** implică ionizarea atomilor donori sau acceptori. Spre deosebire de primul tip de absorbție, se formează purtători numai de un singur tip, electroni sau goluri (vezi fig. 10.1, b). Energia necesară acestei absorbții este foarte mică. Impuritățile donoare sau acceptoare sînt practic ionizate la temperaturi obișnuite (300 K) de către energia termică a rețelei; de aceea, dispozitivele optoelectronice care se bazează pe aceste procese lucrează la temperaturi joase (sub 70 K).

● **Absorbția datorată purtătorilor mobili** duce la creșterea energiei cinetice în interiorul benzii energetice unde se află. Fenomenul care interesează este modificarea fluxului radiației incidente. Acest mod de absorbție servește la realizarea modulatorilor de radiație infraroșie.

● **Absorbții parazite** reprezintă acele procese de absorbție care consumă energia radiației electromagnetice incidente fără a putea fi folosite în scopuri utile. În această categorie intră absorbția proprie a rețelei și absorbția excitonică.

Absorbția proprie a rețelei (fig. 10.1, c) transformă energia fotonilor în energie de vibrație a rețelei (*generare de fononi*).

Absorbția excitonică (fig. 10.1, d) formează o pereche de purtători electron-gol care gravitează unul în jurul celuilalt la fel ca un electron în jurul unui nucleu pozitiv; această structură fizică se numește *exciton*.

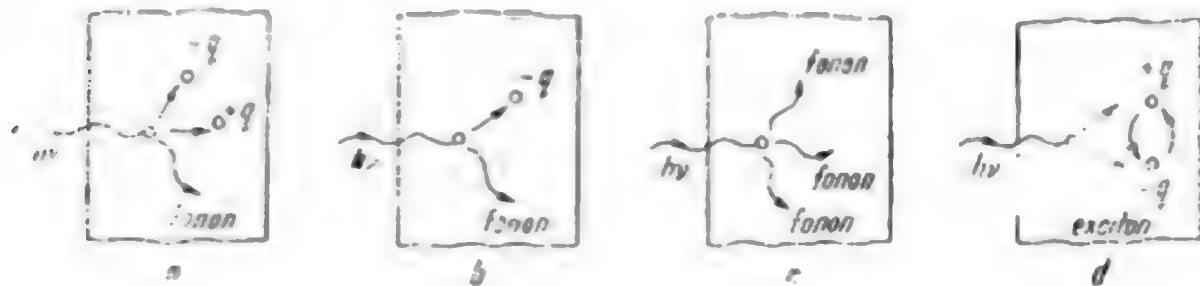


Fig. 10.1

10.3.1. Fotorezistența

Fotorezistența este un rezistor realizat dintr-un material semiconductor. Rezistența sa depinde de valoarea intensității fluxului luminos incident.

● **Constructiv, este realizată dintr-o plăcuță de material semiconductor omogen (fig. 10.2) prevăzută la capete cu contacte ohmice.** Uneori, materialul semiconductor este depus pe o plăcuță izolatoare. Structura este protejată prin acoperire cu un lac sau prin încapsulare în material plastic.

● **Mărimi care definesc înțelegerea fotorezistenței.** Presupunind că materialul semiconductor este de tip n , cu concentrația de atomi donori N_D , se definește rezistența la întuneric (R_0) ca fiind rezistența la echilibru termic* :

$$R_0 = \rho_0 \frac{l}{wd} = \frac{1}{q\mu_n N_D} \cdot \frac{l}{wd}, \quad (10.2)$$

unde ρ_0 este rezistivitatea în absența iluminării.

Rezistența în condiții de iluminare. Pentru grosimi w mici, se poate considera că lumina este absorbită uniform în tot volumul materialului. În urma absorbției, în semiconductor se generează perechi electron-gol care duc la micșorarea rezistivității și, implicit, a rezistenței.

Dacă fluxul luminos incident este monocromatic, Φ (exprimabil în wați), atunci viteza de generare a perechilor electron-gol este :

$$G_L = \frac{(1 - r) \alpha \eta \Phi}{A h \nu}, \quad (10.3)$$

unde r este coeficientul de reflexie a luminii la suprafață ;

α — coeficientul de absorbție (raportul dintre numărul fotonilor absorbiți și numărul fotonilor care pătrund în material) ;

η — randamentul de generare (raportul dintre numărul purtătorilor generați și numărul fotonilor absorbiți),

A — aria structurii, expusă luminii ($A = ld$).

Generarea de perechi electron-gol duce la creșterea concentrației de purtători mobili până la nivel la care se obține un echilibru între fenomenele de generare și recombinare. Concentrațiile de purtători mobili, în regim staționar, rezultă din ecuațiile de continuitate. De exemplu, pentru goluri, ecuația (2.33) în condiții staționare ($\partial p / \partial t = 0$) și pentru curenți neglija-bili ($j_p \approx 0$), corelată cu (2.31), devine :

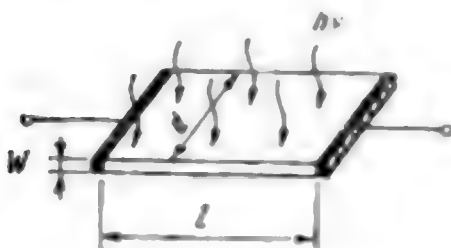


Fig. 10.2

$$G_L - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0. \quad (10.4)$$

* Măsurarea unei rezistențe în condiții de echilibru termic se face la tensiuni electrice foarte mici.

De aici, concentrația de goluri în prezența luminii este :

$$p = p_0 + \tau_p G_L; \quad (10.5)$$

o relație echivalentă se obține pentru electroni :

$$n = n_0 + \tau_n G_L. \quad (10.6)$$

În aceste condiții, rezistența în condiții de iluminare (R) este :

$$R = \frac{1}{q[(n_0 + \tau_n G_L)\mu_n + (p_0 + \tau_p G_L)\mu_p]} \cdot \frac{l}{wd}. \quad (10.7)$$

Dacă viteza de generare G_L este mare, adică se îndeplinesc condițiile $\tau_n G_L \gg n_0$; $\tau_p G_L \gg p_0$, și fiind scămă de (10.3) se obține ($\tau_n = \tau_p = \tau_0$) :

$$R \approx \frac{1}{q\tau_0 G_L(\mu_n + \mu_p)} \cdot \frac{l}{wd} = \left(\frac{1}{q\tau_0(\mu_n + \mu_p)} \cdot \frac{h\nu}{\alpha\tau_0(1-r)} \cdot \frac{l^2}{wd} \right) \cdot \frac{1}{\Phi}. \quad (10.8)$$

Conductanța G a fotorezistenței este, în aceste condiții, direct proporțională cu intensitatea fluxului luminos :

$$G = S_\lambda \Phi, \quad (10.9)$$

unde cu S_λ s-a notat *sensibilitatea spectrală*, a cărei expresie rezultă imediat din relația (10.8) : unitatea de măsură a lui S_λ este $W^{-1}\Omega^{-1}$.

Dacă fluxul de lumină este policromatic, Φ_0 , exprimat în lumeni (lm) se definește *sensibilitatea integrală*, S_0 , a fotoconductanței :

$$S_0 = \frac{G}{\Phi_0}. \quad (10.10)$$

Alte mărimi care definesc funcționarea fotorezistenței sînt :

- **pragul fotoelectric**, adică lungimea de undă maximă pînă la care efectul mai este prezent (vezi relația 10.1) ;
- **inerția fotorezistenței**, exprimată prin timpul necesar stabilirii valorilor staționare ale concentrațiilor purtătorilor mobili.

10.3.2. Fotodioda

Fotodioda este un dispozitiv optoelectronic realizat pe baza unei joncțiunii pn sau a unui contact metal-semiconductor, polarizate invers. Se va considera în continuare numai cazul joncțiunii pn.

Studiul joncțiunii pn iluminate se va face pe baza aceluiași aproximații ca și în cazul absenței luminii (fig. 10.3).

În condiții de întuneric, curentul prin joncțiunea polarizată invers ($I_x = I_0$) este datorat perechilor electron-gol generate în interiorul regiunii de sarcină spațială și în regiunile neutre.

În prezența luminii apare o generare suplimentară de purtători (G_L), deci un curent suplimentar I_L ; atunci curentul invers are expresia :

$$I_x = I_0 + I_L. \quad (10.11)$$

● **Generarea de purtători sub acțiunea luminii** se face în tot volumul joncțiunii unde lumina este absorbită. Purtătorii de sarcină generați

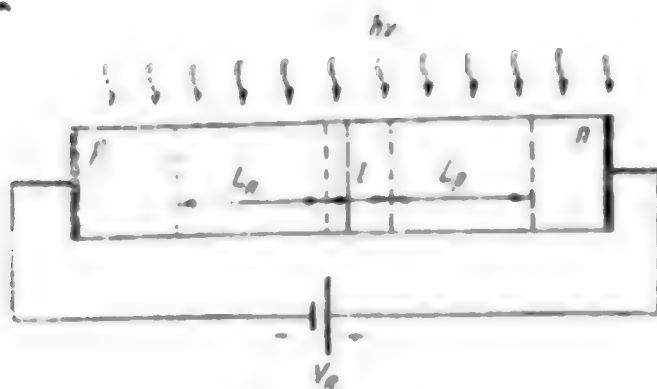


Fig. 10.3

în regiunile neutre se deplasează spre regiunea de sarcină spațială prin curenți de câmp sau difuzie, dar sînt supuși recombinării. Ca urmare, numai o fracțiune din purtătorii generați ajung la joncțiunea metalurgică și constituie curențul I_L . Purtătorii generați în regiunea de sarcină spațială contribuie în totalitate la curent. O aproximație bună a acestei situații consideră că doar purtătorii generați în regiunile neutre n și

p pînă la distanța L_p respectiv L_n de marginile regiunii de sarcină spațială sînt colectați; ca urmare, I_L este dat de:

$$I_L = qG_L(L_p + l + L_n)A_j. \quad (10.12)$$

Întrucît lungimile de difuzie, L_p și L_n , sînt mult mai mari decît grosimea l a regiunii de sarcină spațială, curențul I_L nu depinde, practic, de tensiunea V_R aplicată.

În figura 10.4 se prezintă caracteristicile statice ale unei fotodiode din siliciu (ROL-021). Figura 10.4, *a* prezintă dependența $I_n - V_R$ pentru diverse valori ale incidenței luminoase (iluminării), E_v . Figura 10.4, *b* ilustrează dependența $I_n - E_v$ la o tensiune V_R dată; pe baza acestei diagrame se poate calcula sensibilitatea integrală a fotodiodei $S_i = I_L/E_v \cong I_n/E_v \cong 30 \text{ nA/lx}$.

O altă caracteristică importantă a fotodiodei este caracteristica spectrală (fig. 10.4, *c*) care indică răspunsul (relativ) al fotodiodei în funcție de lungimea de undă (λ) a radiației luminoase. Pentru structura aleasă spre exemplificare, fotodioda are un răspuns maxim la o lungime de undă $\lambda_p = 850 \text{ nm}$. Domeniul spectral de utilizare ($\Delta\lambda_{0.5}$ — definită la 50% din răspunsul maxim) cuprinde radiațiile vizibilă și infraroșu apropiat. Simbolul fotodiodei este prezentat în figura 10.5.

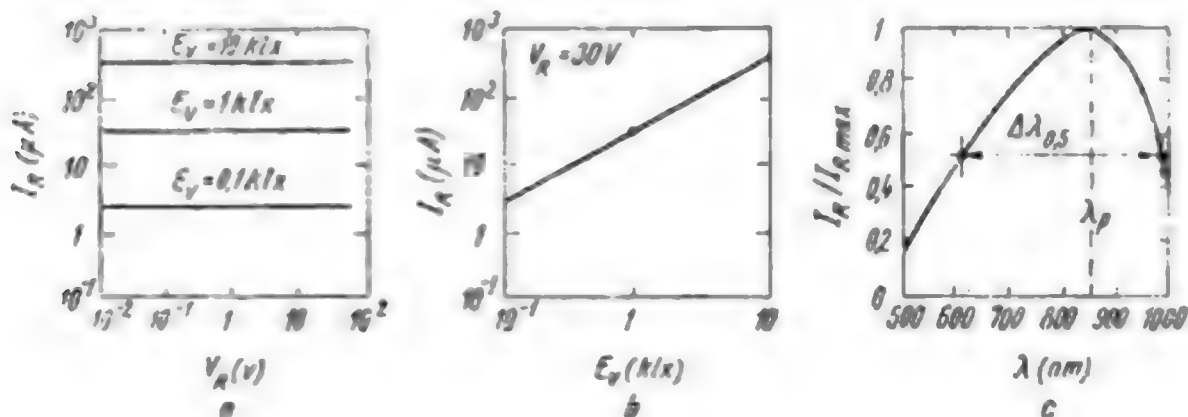


Fig. 10.4

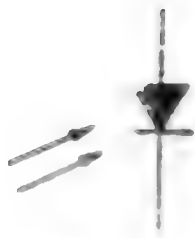


Fig. 10.5

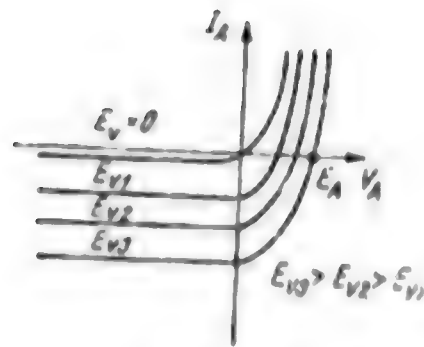


Fig. 10.6

○ **Notă.** Considerentele teoretice expuse în studiul fotodiodei se pot aplica în orice regim de polarizare al joncțiunii pn . Ca urmare, caracteristica statică capătă expresia :

$$I_A = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV_A}{mkT} \right) - 1 \right] - I_L; \quad (10.13)$$

a reprezentare calitativă a acestei dependențe este dată în figura 10.6.

10.3.3. Fotoelementul

Fotoelementul este un dispozitiv optoelectronic care realizează conversia directă a energiei luminoase în energie electrică, (prin apariția la borne a unei tensiuni electromotoare). Constructiv, fotoelementul este identic cu fotodiodea, doar că aria sa este mult mai mare pentru a putea oferi o suprafață mai mare de iluminare și, deci, o energie electrică crescută.

Întrucât de cele mai multe ori energia luminoasă este cea solară, fotoelementele se denumesc și *baterii solare*.

Circuitul de lucru al fotoelementului nu mai cuprinde surse exterioare de tensiune, ci numai rezistența de sarcină (R_s), conform figurii 10.7. Apariția unei tensiuni electromotoare (E_A) la o joncțiune pn iluminată, fără sarcină, se deduce din graficul din figura 10.6. Într-adevăr, la $I_A = 0$ se obține o polarizare directă a structurii cu $V_A = E_A$. În prezența sarcinii R_s , joncțiunea debitează un curent $I_A = -I_L$, de sens contrar tensiunii la borne (convenția de semn corespunde generatorului de tensiune). Din relația (10.13) rezultă mărimea tensiunii electromotoare :

$$E_A = V_A \Big|_{I_A=0} = \frac{mkT}{q} \ln \left(1 + \frac{I_L}{I_0} \right). \quad (10.14)$$

Caracteristica de ieșire a unui fotoelement din siliciu (ROL-41) este prezentată în figura 10.8; se consideră o intensitate a fluxului luminos de 75 mW/cm^2 .

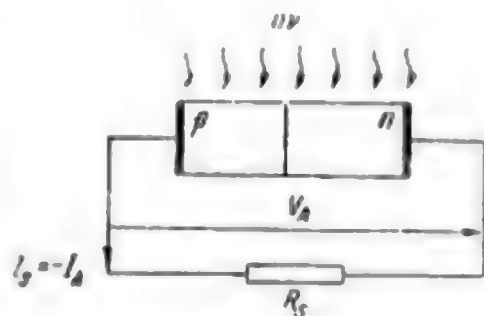


Fig. 10.7

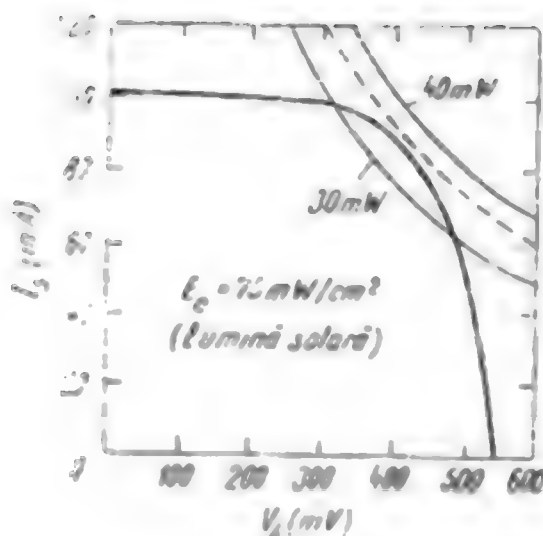


Fig. 10.8

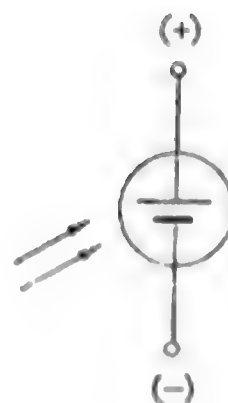


Fig. 10.9

corespunzător radiației solare normale. Se observă posibilitatea generării unei puteri maxime în sarcină: de 35 mW, pentru $R_L = 4,4 \Omega$.

Simbolul fotoelementului este prezentat în figura 10.9.

10.3.4. Fototranzistorul

Fototranzistorul este un dispozitiv optoelectronic, realizat pe o structură de tranzistor, al cărui curent de colector este comandat de un flux luminos. Baza tranzistorului își pierde rolul de comandă și poate fi lăsată în gol (eventual nici să nu fie conectată spre un electrod al capsulei). În acest ultim caz, fototranzistorul are numai doi electrozi (colector și emitor). Totuși, fototranzistoarele sunt prevăzute cu electrod de bază pentru aranjarea electrică și stabilizarea unui punct static de funcționare. Spre deosebire de fotodiodă, fototranzistorul are o sensibilitate (S_s) mai mare.

Simbolul fototranzistorului este prezentat în figura 10.10.

10.3.5. Fototiristorul

Fototiristorul este un dispozitiv optoelectronic realizat pe o structură de tiristor, a cărui aprindere se face sub acțiunea unui flux luminos. În figura 10.11 se prezintă, calitativ, caracteristica statică și modul de variație a tensiunii de aprindere (\bar{U}_{ap}) cu intensitatea fluxului luminos. Se observă scăderea tensiunii de aprindere la creșterea intensității fluxului luminos.

10.4. EMISIA RADIĂȚIEI LUMINOASE ÎN SEMICONDUCTOARE

Fenomenul de emisie a radiației luminoase se mai numește și **luminescență**. Emisia de lumină în semiconductoare se datorește recombinării radiative* a purtătorilor de sarcină. Luminescența poate căpăta aspect

* Recombinarea purtătorilor de sarcină nu duce obligatoriu la emisie de lumină. De exemplu, într-o joncțiune p-n din siliciu, polarizată direct, energia eliberată din procesele de recombinare se transferă rețelei cristaline sub formă termică (fonon).



Fig. 10.10

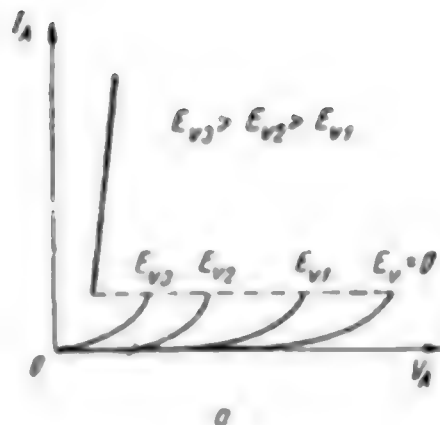
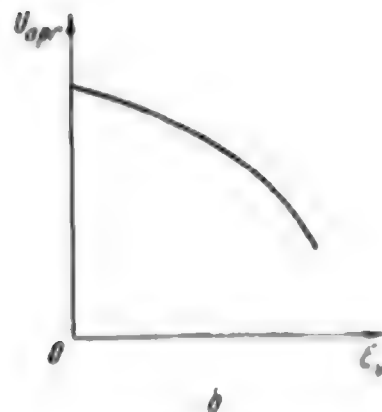


Fig. 10.11



de fluorescență cînd constantele de timp care intervin în procesele de excitație-dezexcitație sînt de ordinul $10^{-8} - 10^{-6}$ s și de fosforescență dacă aceste constante sînt mult mai mari (secunde, ore, zile).

Inducerea fenomenelor de luminescență (excitarea) în semiconductoare presupune generarea unei cantități în exces de purtători mobili care, apoi, se recombină. Dispozitivele optoelectronice actuale realizează luminescență prin două procedee: bombardament cu fascicul de electroni ($1 \div 50$ keV) și aplicarea unui cîmp electric. În primul caz se obține catodoluminescență, iar în al doilea caz — electroluminescență.

La rîndul ei, electroluminescența poate avea următoarele moduri de excitație:

- *excitație intrinsecă*, specifică unor semiconductoare omogene, impurificate cu diverse elemente, numite activatori;

Sub acțiunea unui cîmp electric alternativ de frecvență medie impuritățile activatoare se ionizează. Revocirea electronilor pe nivelele energetice ale atomilor activatori se face cu emisie luminoasă. Acest tip de excitație este specific sulfurilor de zinc (ZnS) avînd diverși activatori (Mn, Cu, Cl) în vederea realizării spectrului de emisie dorit.

- *excitație prin injecție de purtători minoritari*, specifică joncțiunilor polarizate direct;

În regiunile neutre ale joncțiunii se formează concentrații mari de purtători de sarcină; prin recombinația lor directă sau folosind nivele energetice intermediare, se poate obține emisie luminoasă.

- *excitație prin multiplicare în avalanșă*, care apare în diode polarizate invers, la tensiunea de străpungere;

În această regiune a caracteristicii statice se formează o cantitate mare de purtător mobili prin fenomenul de multiplicare în avalanșă.

- *excitație prin efect tunel*.

În acest caz, crearea excesului de purtători mobili se face prin efect tunel.

10.5. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE LUMINESCENTE

10.5.1. Dioda electroluminescentă (LED)

Dioda electroluminescentă este realizată dintr-o joncțiune *pn* polarizată direct. Excitația luminescenței se face prin injecție de purtători minoritari. Simbolul diodei electroluminescente este prezentat în figura 10.12.

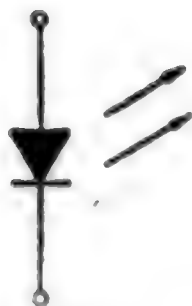


Fig. 10.12

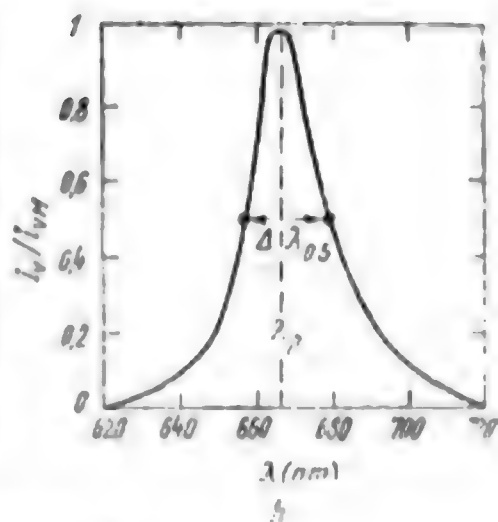
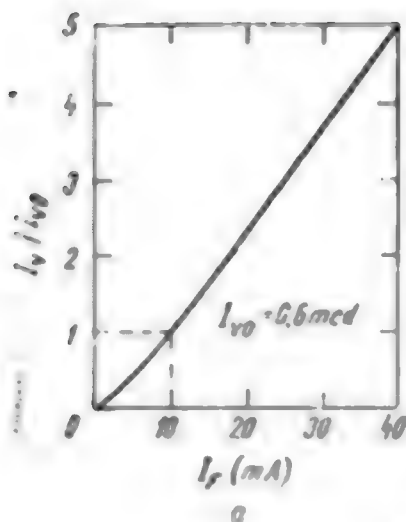


Fig. 10.13

● Caracteristica spectrală a radiației emise („culoarea”) depinde de lărgimea benzii interzise și de tipul impurităților folosite. Pentru ca spectrul emis să se situeze în domeniul vizibil, se folosesc semiconductoare cu bandă interzisă mai largă (de exemplu GaAs, GaAsP etc.).

În figurile 10.13, a și b, se prezintă două caracteristici esențiale pentru un LED, tip ROL — 02, realizat din GaAsP: variația relativă a intensității luminoase funcție de curentul direct și caracteristica spectrală. Din ultima caracteristică rezultă că maximum răspunsului luminos are loc pentru $\lambda = 666 \text{ nm}$, ceea ce corespunde culorii roșii. Tensiunea pe structură în polarizare directă are valoarea tipică de 1,5 V.

● Diodele electroluminescente sînt folosite ca simple indicatoare luminoase sau servesc la realizarea elementelor de afișare. În figura 10.14, a este prezentat un element de afișare cu 7 segmente și punct zecimal. Dacă dimensiunile cifrei sînt mari, elementul de afișaj are o construcție conform figurii 10.14, b; iluminarea unui segment se realizează prin extensia luminii provenite de la un LED, cu ajutorul unei cavități piramidale de reflexie și difuzie a luminii. Dioda electroluminescentă este montată pe baza mică a cavității, baza mare reprezentînd fereastra de iluminare a segmentului.

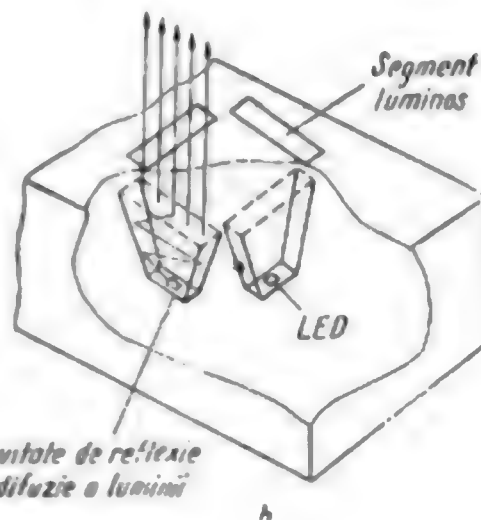
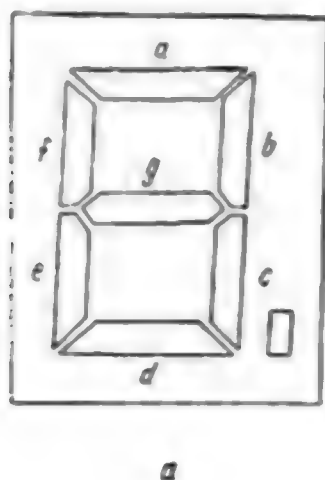


Fig. 10.14

Elementele de afișaj de dimensiuni mici nu mai folosesc diode separate, ci acestea se realizează integrat în aceeași plăcuță de semiconductor (GaAs). În scopul economisirii materialului semiconductor, dimensiunea reală a cifrei este foarte mică; pentru a fi ușor observabilă, deasupra structurii se montează lentile convergente, care măresc imaginea.

10.5.2. Tubul catodic. Cinescopul

Tubul catodic este un dispozitiv optoelectronic bazat pe fenomenul de catodoluminescență. El este folosit în construcția osciloscopelor catodice, a display-urilor grafice și a televizoarelor. În acest ultim caz, tubul catodic poartă denumirea de *cinescop* și reprezintă cel mai larg domeniu de aplicație.

● În construcția tubului catodic intră balonul de sticlă, tunul de electroni, ecranul și sistemele de deflexie a fasciculului de electroni. În figura 10.15 se prezintă un tub catodic cu deflexie electrostatică, utilizat în osciloscopie.

Balonul de sticlă se compune din gît (1) con (2) și partea frontală (3); în interiorul lui se realizează vid ($\approx 10^{-6}$ torr) pentru a nu împiedica circulația fasciculului de electroni.

În interiorul tubului, pe partea frontală, se depune ecranul (4), care este realizat dintr-o pastă fosforescentă (luminosfor). Zona de ecran atinsă de fasciculul de electroni devine luminoasă datorită excitării luminosforului (catodoluminescență).

Tunul electronic (5) are rolul de a forma un fascicul de electroni de intensitatea dorită, focalizat. Accelerarea fasciculului de electroni se realizează prin conectarea anodului (6) la un potențial ridicat față de catod ($1 \div 50$ KV).

Deflexia electrostatică a fasciculului se face cu două perechi de plăci, pentru deflexie orizontală (7) și verticală (8).

Tuburile cinescop utilizează deflexia magnetică; aceasta se realizează cu ajutorul a două bobine situate pe gîtul tubului. Deflexia magnetică are avantajul unei sensibilități crescute în comparație cu deflexia electrostatică și permite unghiuri de deflexie mari.

● În continuare se vor prezenta unele particularități constructive ale tuburilor cinescop.

Tuburile cinescop actuale sînt realizate într-un balon de sticlă de formă specială (fig. 10.16), care permite unghiuri de deflexie mari (110°) și o formă cvasirectangulară a ecranului. Construcția sa impune măsuri

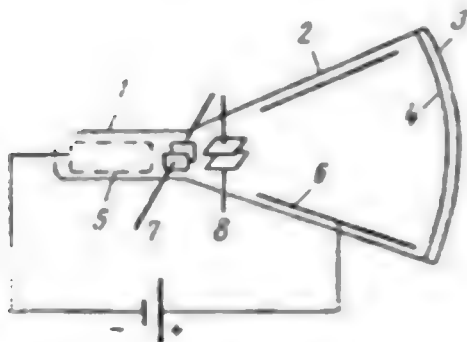


Fig. 10.15

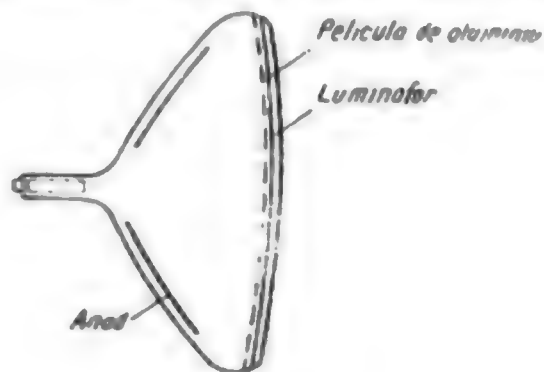


Fig. 10.16

speciale de evitare a imploziei sau de micșorare a efectelor ei. Tuburile cinescop prezintă diferențe constructive importante în funcție de destinația (alb-negru sau color).

Tubul cinescop alb-negru utilizează un singur fascicul de electroni. Pudra fosforescentă din care este realizat ecranul conține substanțe activatoare, astfel încât în urma excitării să emită lumină albă; această lumină este rezultatul compunerii mai multor radiații monocromatice. Tonurile de gri, mergiud de la alb la negru, se obțin prin comanda intensității fascicului de electroni. Luminoforul emite lumină în toate direcțiile, atât către exterior, cât și spre interiorul tubului; această ultimă lumină antrenează o scădere importantă a strălucirii și poate determina, prin reflexiile pe pereții interiori ai tubului, o scădere a contrastului. De aceea, peste luminofor se depune o peliculă subțire de aluminiu cu rol de oglindă. Această peliculă reflectă radiația luminoasă, recuperând toată lumina emisă de luminofor; totodată, pelicula de aluminiu este suficient de subțire pentru a fi transparentă la trecerea fascicului de electroni.

Tubul cinescop color poate asigura redarea oricărei culori prin amestecul în proporții diferite a *trei culori primare*: roșu (R), verde (G) și albastru (B). Pentru aceasta, fiecare punct al imaginii este realizat prin contribuția a *trei zone foarte mici de luminofor*, fiecare specializată pe o culoare primară. Forma zonelor de luminofor poate fi circulară (punctiformă), sau în benzi, iar numărul lor este foarte mare: $1 \div 2$ milioane. Tubul cinescop prezintă trei tunuri electronice și, ca urmare, trei fascicule de electroni; aceste fascicule sînt baleiate simultan. Fiecare fascicul este specializat pe cîte o culoare primară. Prin reglarea intensității fasciculelor într-o anumită proporție, se obțin străluciri diferite ale culorilor primare, pe care ochiul le interpretează ca o senzație de culoare globală.

Problema fundamentală a tuburilor cinescop color este asigurarea traiectoriei corecte a fasciculelor de electroni, astfel încît fiecare fascicul să cadă numai pe zona corespunzătoare de luminofor. Acest lucru se obține prin plasarea în calea fasciculelor de electroni, în apropierea luminoforului, a unei măști perforate. Mască conține un număr foarte mare de găuri, fiecare corespunzînd unui „triplet” de zone de luminofor. Fasciculele necesare pentru luminoforii aceluiași triplet vor trece prin aceeași gaură a măștii perforate. În figura 10.17 se prezintă două variante de realizare a acestui procedeu: luminofori dispuși în deltu (a) și luminofori

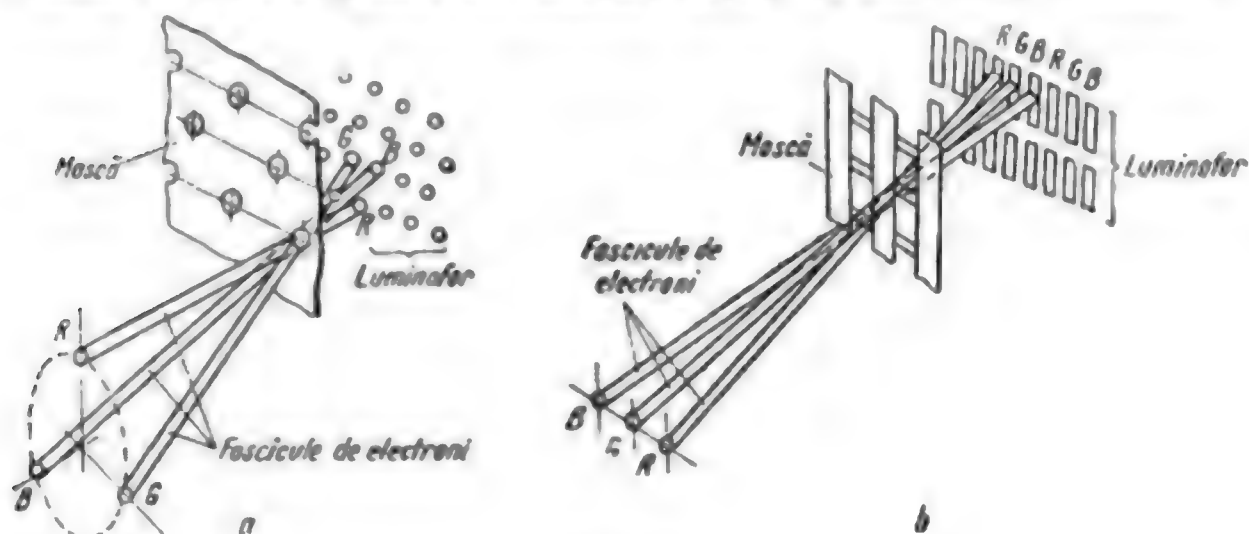


Fig. 10.17

dispuși în benzi (b) Primul caz este corespunzător tuburilor cinescop tri-crom „delta”. Masca are perforații circulare; ea este realizată din tablă de oțel, laminată, de grosime $0,1 \div 0,15$ mm și cuprinde circa 400 000 de găuri, fiecare avind diametrul de circa 0,3 mm. Distanța dintre găuri este de 0,6 mm. Acest tip de tub pune probleme deosebite în asigurarea convergenței fasciculelor (situarea punctului de convergență a fasciculelor în interiorul găurii perforate).

Tuburile cinescop la care luminozorul este dispus în benzi se cunosc sub denumirea „In — Line”. Masca are fante dreptunghiulare și se realizează din benzi metalice. Acest sistem permite o convergență superioară a fasciculelor; realizarea lor a fost posibilă datorită progreselor realizate în construcția tunurilor electronice și a sistemelor de reflexie.

10.6. ELEMENTE OPTOELECTRONICE DE AFIȘARE CU CRISTALE LICHIDE

● **Cristalele lichide** sînt lichide anizotrope care se află într-o stare intermediară, mezomorfă, situată între starea solidă, caracteristică unui cristal solid și cea lichidă, caracteristică unui lichid normal izotrop. Cristalele lichide sînt substanțe organice, aparținind compuşilor aromatici sintetizați pe cale chimică, cum sînt trans-stilben, tolan, azo-benzen etc. Starea mezomorfă a acestor substanțe se întîlnește într-un domeniu limitat de temperatură.

Sub influența unui cîmp electric extern, se modifică aranjamentul molecular al cristalului lichid, ducind la modificarea proprietăților optice ale acestuia. Cristalul lichid excitat electric nu emite lumină. Funcționarea sa se bazează pe reflexia sau transmisia luminii, deci este o funcționare pasivă.

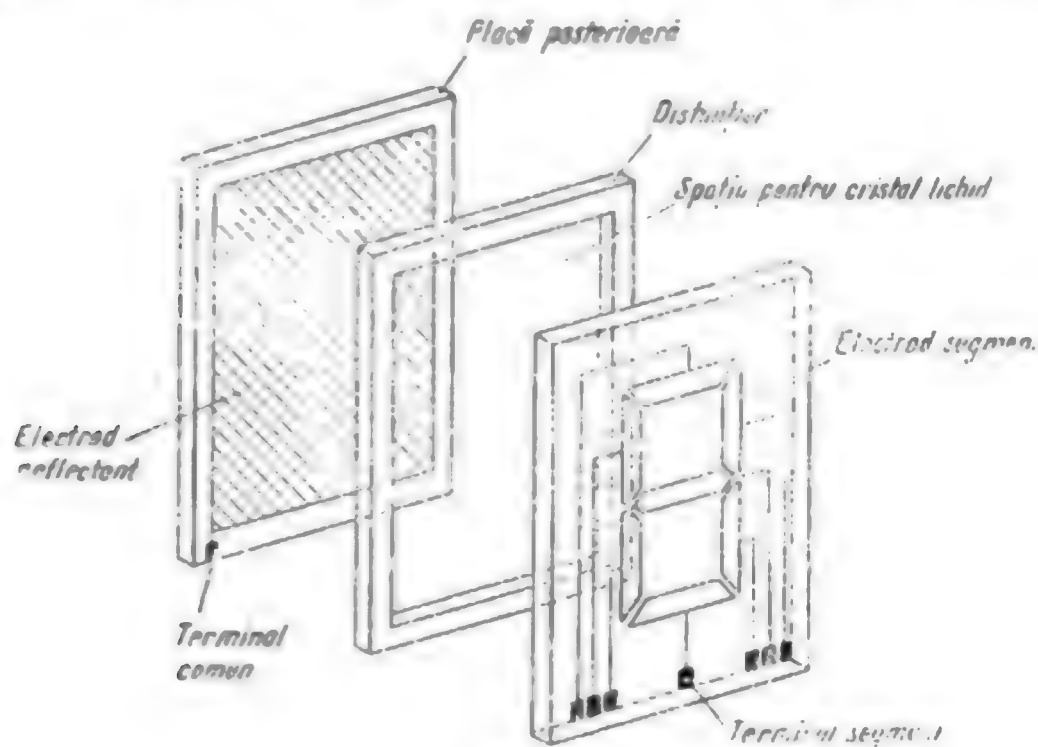


Fig. 10.18

● În figura 10.18 se prezintă elementele constructive ale unui element de afișare realizat cu cristale lichide care lucrează prin reflexia luminii. Substanța organică este introdusă între două plăci de sticlă, într-un strat de grosime tipică $10\ \mu\text{m}$. Placa frontală are 7 electrozi peliculari transparenți, conectați fiecare la câte un terminal. Placa posterioară are un strat metalic pe toată suprafața, cu rolul de reflexie a luminii, și reprezintă electrodul comun al afișajului. Electrozii metalici se află pe fețele plăcilor care se află în contact cu cristalul lichid. Comanda electrică se face preferabil în curent alternativ, între electrodul comun și fiecare dintre terminalele segmentelor; amplitudinea tensiunii este în gama $2 \div 10\ \text{V}$, iar frecvența $30 \div 400\ \text{Hz}$.

Comparativ cu afișajele pe LED-uri, contrastul este mai slab dar consumul de putere electrică este foarte mic (μW). De aceea, acest tip de afișaj este răspândit la ceasuri electronice și la calculatoarele de buzunar.

Capitolul 11

REGIMUL DE COMUTARE AL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

11.1. INTRODUCERE

În capitolele precedente am studiat *regimul staționar*, și *regimul variabil de semnal mic* al dispozitivelor semiconductoare. Am văzut că în regimul variabil de semnal mic putem neglija comportarea neliniară a dispozitivului, răspunsul acestuia fiind liniar.

În acest capitol ne vom ocupa de *regimul de comutare* al dispozitivelor semiconductoare, prin aceasta înțelegând regimul în care dispozitivul trece succesiv din starea de blocare într-o stare de conducție puternică — *comutarea directă* — și invers — *comutarea inversă*. Ne vom referi în mod deosebit la procesele tranzitorii care au loc în timpul comutării directe și inverse. Regimul de comutare este întâlnit în aplicațiile legate de formarea, generarea și prelucrarea impulsurilor.

Regimul de comutare este un *caz particular al funcționării dispozitivelor în regim variabil de semnal mare*, unde nu mai putem neglija comportarea lor neliniară. În plus, semnalul de comandă variază foarte rapid în timp, astfel că problema de rezolvat este o problemă neliniară la frecvențe mari. Intuim deci dificultățile pe care le vom întâlni în tratarea regimului de comutare, tratare în care putem folosi una dintre metodele care vor fi prezentate în cele ce urmează.

11.1.1. Metoda rezolvării aproximative a ecuației de continuitate în regim variabil

● Ecuația de continuitate fiind neliniară, se fac următoarele *aproximații* pentru a putea fi rezolvată analitic:

— se împarte dispozitivul în zone de sarcină spațială și în zone neutre;

— în zonele neutre se neglijează curentul de cîmp al purtătorilor minoritari (presupunere valabilă la nivel mic de injecție dacă zona respectivă este omogenă);

— se impun condiții inițiale și la limită unor mărimi asupra cărora nu avem control direct, ca de exemplu densitatea de purtători.

● Cu aceste simplificări, ecuația de continuitate a purtătorilor (ecuație neliniară cu derivate parțiale) devine liniară; ea este cunoscută sub

numele de **ecuația de difuzie**. Pentru golurile minoritare în exces dintr-o zonă de tip n , ecuația de difuzie are forma :

$$\partial p'_n / \partial t = -p'_n / \tau_n + D_n \partial^2 p'_n / \partial x^2. \quad (11.1)$$

unde p'_n este concentrația în exces față de echilibrul termic : $p'_n = p_n - p_{n0}$. *Condiția inițială* este distribuția staționară din starea dinainte de comutare, obținută printr-o soluție de curent continuu. *Condițiile la limită* se impun indirect asupra concentrației de purtători la interfața cu zona de sarcină spațială adiacentă, prin tensiunea pe această zonă :

$$p'_n(0, t) = p_{n0} [\exp(qv(t)/kT) - 1] \quad (11.2)$$

sau asupra gradientului purtătorilor, prin curentul la interfață :

$$J_n(0, t) = -qD_n \partial p'_n(x, t) / \partial x |_{x=0} \quad (11.3)$$

Soluția analitică, pe lângă faptul că nu este prea atractivă (conține funcția de eroare), este aproximativă, datorită presupunerilor folosite în rezolvare.

11.1.2. Metoda circuitului echivalent

Pentru studiul regimului tranzitoriu de comutare al unui dispozitiv se poate folosi **circuitul echivalent la semnal mare**. Astfel, se poate folosi un *circuit derivat din modelul Ebers-Moll*, completat cu capacitățile de barieră ale joncțiunilor sau un *circuit echivalent în π , de semnal mare*, ș.a. Regimul de comutare fiind prin esență un regim tranzitoriu, soluția se găsește folosind transformatele Laplace ale ecuațiilor atașate circuitului echivalent.

○ **Subliniem** că circuitele echivalente de semnal mare (ca și cele de semnal mic) sînt valabile în *regim variabil cuasistaționar* (acel regim în care distribuțiile la diverse momente de timp sînt approximate printr-o succesiune de distribuții de regim staționar) și, ca urmare, sînt limitate superior în frecvență.

11.1.3. Metoda sarcinii

Dacă unui dispozitiv i se aplică un semnal de comandă pentru a efectua o succesiune de comutări directe și inverse, se constată că dispozitivul nu răspunde instantaneu la semnalul de comandă din cauza inerției lui. După cum vom vedea, comutarea este legată de procese fizice de acumulare (și de extracție) de purtători în regiunile neutre și în regiunile de sarcină spațială ale dispozitivului. Dacă în metoda circuitului echivalent dispozitivul este descris printr-un set de relații (sau printr-un circuit echivalent) între curenții și tensiunile pe dispozitiv, în metoda sarcinii *dispozitivul este descris prin relații între curenții și sarcina acumulată în exces în dispozitiv, față de echilibrul termic*.

Ecuația metodei sarcinii este forma integrală a ecuației de continuitate a purtătorilor. Integrînd ecuația de continuitate a golurilor minori-

tare dintr-o regiune n neutră, flancată de două joncțiuni la $x = 0$ și $x = W$ (model unidimensional), obținem

$$i_p(0) - i_p(W) = dq/dt + q/\tau_p, \quad (11.4)$$

unde $q = \int_0^W e A p'_n dx$ este sarcina de goluri minoritare în exces față de

echilibrul termic în regiunea n neutră considerată, A este aria transversală pe direcția x , $i_p(0)$ și $i_p(W)$ sunt curenții de goluri la extremitățile zonei, τ_p este timpul de viață al golurilor minoritare în exces. Ecuația (11.4) este o ecuație diferențială liniară și ordinară față de ecuația de continuitate, care este o ecuație neliniară cu derivate parțiale. În regim staționar, ecuația (11.4) se reduce la o relație liniară între curentul și sarcina înmagazinată în dispozitiv, deci o relație mai simplă decât relația dintre curent și tensiune corespunzătoare metodei circuitului echivalent, care este de formă exponențială.

○ **Observație.** Sarcina înmagazinată în exces în dispozitiv fiind un parametru integral, unele aspecte fizice rămân ascunse în tratarea regimului de comutare prin metoda sarcinii. Cu toate acestea, datorită simplității ecuației (11.4), metoda sarcinii s-a răspândit mult în tratarea analitică a regimului de comutare.

11.1.4. Metoda numerică

Metoda numerică este capabilă să rezolve întregul set de ecuații neliniare cu derivate parțiale care guvernează funcționarea unui dispozitiv semiconductor (ecuațiile de continuitate a purtătorilor, ecuația lui Poisson și ecuația de continuitate a curentului), fără a folosi nici una dintre simplificările și aproximațiile întrebuițate în metodele analitice anterioare. Nu se mai impune nici o restricție referitoare la limita superioară a frecvenței de lucru și se pot considera orice fel de neliniarități legate de ecuații sau de mecanismele fizice din dispozitiv. Folosind metoda numerică se poate considera o distribuție neliniară a profilului de impurități în dispozitiv, precum și orice expresie neliniară legată de fenomenele de generare-recombinare sau de variația mobilității purtătorilor. Soluția numerică se extinde pe întregul dispozitiv, condițiile la limită impunându-se numai la contacte asupra unor mărimi măsurabile (curenți sau tensiuni). Soluții numerice bidimensionale și recent tridimensionale au pus în evidență fenomene fizice rămase ascunse în tratarea analitică unidimensională a regimului de comutare al dispozitivelor semiconductoare.

11.2. REGIMUL DE COMUTARE AL DIODELOR SEMICONDUCTOARE

11.2.1. Ecuația metodei sarcinii pentru joncțiunea pn

Considerăm un model unidimensional de joncțiune asimetrică p^+n , la care putem aproxima $i_n \cong i_n(0)$. Curentul net care intră în regiunea n neutră (de grosime W) $i_p(0) - i_p(W)$ (v. rel. 11.4) are două componente:

componenta de recombinare q/τ , care compensează sarcina pierdută prin recombinare, și componenta de încărcare a capacității de difuzie, dq/dt .

Pentru o diodă groasă ($W \gg L_n$), $i_p(W) \cong 0$. În general $i_p(W)$ reprezintă curentul de goluri care iese din regiunea n neutră pe la contactul catodului. Majoritatea contactelor reprezintă suprafețe cu viteză mare de recombinare, deci în general nu vom avea un curent de goluri care să iasă din regiunea n neutră, golurile recombiniind-se cu electronii majoritari injectați la contact.

La diodele subțiri ($L_n \gg W$), $i_p(W) \neq 0$. Dacă admitem un timp de viață τ , la interfața $x = W$, putem scrie $i_p(W) = q/\tau$. Notînd

$$1/\tau_f = 1/\tau_n + 1/\tau_p, \quad (11.5)$$

unde τ_f reprezintă un timp de viață efectiv care ține seamă atât de recombinarea în volum, cit și de cea de la interfața $x = W$, relația (11.4) devine:

$$i_p(0) = \frac{dq}{dt} + \frac{q}{\tau_f}. \quad (11.6)$$

Ecuația (11.6) se referă la sarcina de goluri injectată în regiunea n neutră. Dacă admitem aproximația neutralității, rezultă că o sarcină egală de electroni va fi injectată la $x = W$. În regim staționar neutralitatea are caracter local, astfel că distribuția electronilor în exces va fi identică cu cea a golurilor în exces: $p'(x) = n'(x)$. Dacă dioda este simetrică, atunci trebuie să ținem cont și de sarcina de electroni în exces acumulată în regiunea p neutră.

Ecuația sarcinii nu pune în evidență variația distribuției sarcinii în regim tranzitoriu. Acest lucru ar putea fi dat numai de soluția numerică a ecuației de continuitate. Ca și metoda circuitului echivalent, metoda sarcinii admite o aproximație: descrierea analitică tranzitorie cu o singură constantă de timp.

În regim tranzitoriu variază atât sarcina din regiunile neutre ale diodei, cit și sarcina q , din regiunea de trecere. Acestei variații îi corespunde un curent de purtători majoritari i_p , care trebuie adăugat la curentul dat de ecuația (11.6):

$$i_p = - \frac{dq_f}{dt} = - \frac{dq_f}{dv_f} \cdot \frac{dv_f}{dt} = c_f(v_f) \frac{dv_f}{dt}, \quad (11.7)$$

unde c_f este capacitatea joncțiunii, iar v_f — tensiunea pe joncțiune. Curentul i_p este important cînd dioda este polarizată invers ($v_f < 0$) și, în general, se poate neglija cînd dioda este polarizată direct ($v_f > 0$), caz în care curentul de purtători majoritari este mascat de curentul mare de injecție al purtătorilor minoritari. Relația (11.7) este neliniară și se poate liniariza introducînd capacitatea de barieră de semnal mare, C_{f0} , dată de:

$$C_{f0} = \frac{1}{v_{ff} - v_{fi}} \int_{v_{fi}}^{v_{ff}} c_f(v_f) dv_f. \quad (11.8)$$

Neglijind căderea de tensiune pe regiunile neutre ale diodei $v_A \approx v_p$, din relațiile (11.6), (11.7), (11.8) rezultă ecuația metodei sarcinii pentru o diodă p^+n :

$$i_A = \frac{dq}{dt} + \frac{q}{\tau_f} + C \frac{dv_A}{dt} \quad (11.9)$$

Adăugind la această relație ecuația lui Kirchhoff pe circuitul în care se află înglobată dioda și cunoscind variația $i_A(t)$ sau $v_A(t)$, putem descrie comportarea diodei în regim de comutare prin variația $q(t)$.

11.2.2. Comutarea directă a joncțiunii pn

Presupunem un model uni-dimensional de diodă abruptă asimetrică p^+n , cu concentrație uniformă a impurităților, care la $t = 0$ este comutată direct în circuitul din figura 11.1, prin trecerea comutatorului K din poziția 0 în poziția 1.

● Presupunând că R_L este mult mai mare decât rezistența în conducție a diodei, rezultă că la $t = 0$ vom avea $i_A \approx I_F = V_F/R_L$ (fig. 11.2, b). Are loc o comutare în curent a diodei. La interfața $x = 0$ asistăm la o injecție de goluri, care vor difuza în regiunea n neutră.

Cele două procese au loc simultan, dar sînt despărțite artificial în figura 11.3 pentru a înțelege diferența între distribuția de regim cvasistacionar și cea de regim tranzitoriu. Distribuțiile 1 și 3 sînt distribuții de regim staționar corespunzătoare tensiunilor V_A și $V_A + dV_A$; dacă variația dV_A a avut loc în intervalul dt , atunci după timpul dt , vom avea distribuția 2 de regim tranzitoriu. Sarcina dintre curbele 2 și 1 provine din injecție, iar cea dintre curbele 3 și 2 — din difuzie.

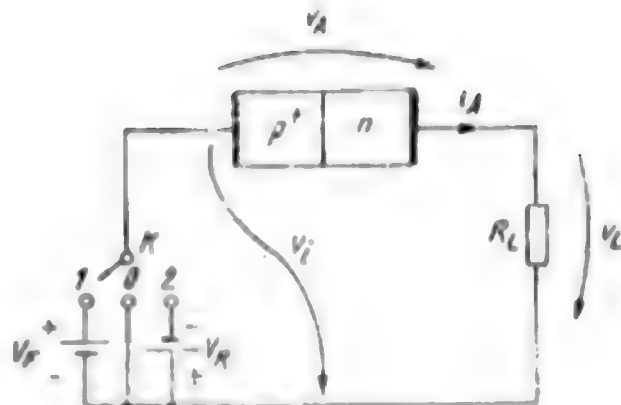


Fig. 11.1

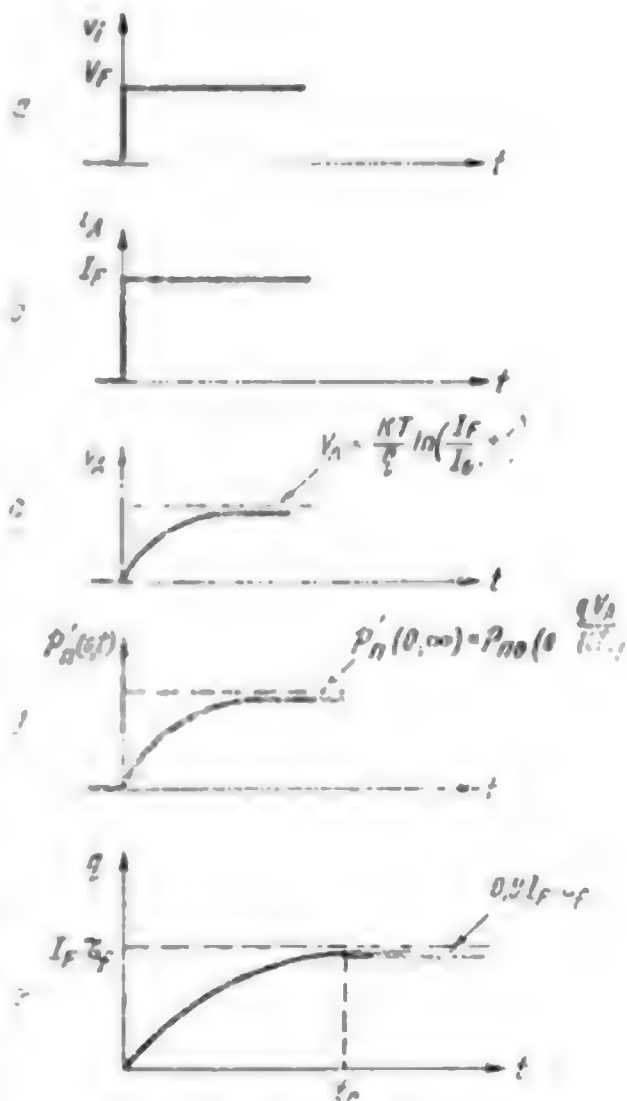


Fig. 11.2

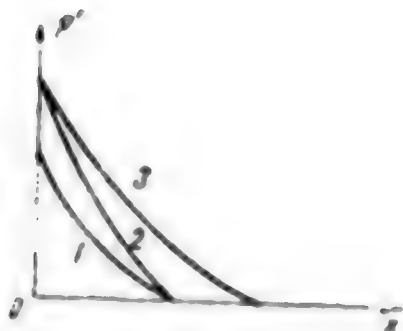


Fig. 11.3

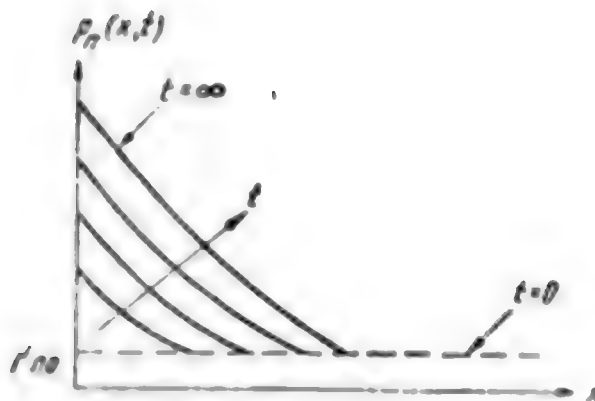


Fig. 11.4

În figura 11.4 se arată variația în timp a distribuției de goluri (ea poate fi obținută rezolvind ecuația de difuzie). Gradientul la $x = 0$ se menține constant, conform relației (11.3). Pe lângă încărcarea capacității de difuzie (acumularea de sarcină din figura 11.4), are loc și încărcarea capacității de barieră, care în general este neglijabilă când dioda se polarizează direct. Dacă însă comutarea directă ar fi avut loc din regiunea de blocare, procesul de acumulare de sarcină ar fi fost întârziat cu *timpul de întârziere t_d* dat de descărcarea capacității de barieră de la tensiunea $-V_b$ la tensiunea zero.

Variația în timp a sarcinii acumulate poate fi găsită rezolvind ecuația (11.9) cu $i_a = I_F$, în care neglijăm încărcarea capacității de barieră și impunem condiția inițială $q(0) = 0$. Rezultă:

$$q = I_F \tau_f [1 - \exp(-t/\tau_f)] \quad (11.10)$$

reprezentată în figura 11.2, c. *Timpul de creștere* se definește din $q(t_r) = 0.9 I_F \tau_f$ și rezultă $t_r = 2.3 \tau_f$, iar *timpul de comutare* dorecă este $t_{on} = t_d + t_r$.

● Dacă rezistența regiunilor neutre ale diodei nu este neglijabilă, la $t = 0$ apare un salt de tensiune în figura 11.2, c, corespunzător căderii de tensiune pe regiunile neutre. Acest salt este neglijabil când comutarea are loc la nivel mic de injecție, el fiind însă important la nivel mare de injecție. În figura 11.5 este reprezentată o astfel de situație. Scăderea tensiunii pe diodă după saltul inițial se datorește modulației conductivității regiunii n neutre, prin injecția de majoritari la contactul catodului. Saltul mare de curent face ca inițial tensiunea și cîmpul electric în regiunile neutre să fie mari, deci curentul este asigurat de purtători majoritari. Injecția și difuzia de purtători minoritari face ca ulterior curentul să fie asigurat de purtătorii minoritari (scade curentul de drift și crește cel de difuzie).

○ **Observație.** *Comutarea în curent* în care curentul este limitat de circuit este un caz limită. În general, variația $i_a(t)$ este determinată atât de circuit, cât și de dispozitiv. Un alt caz limită este *comutarea în tensiune* unde curentul este determinat de dispozitiv prin procesul de difuzie ce are loc ulterior injecției (fig. 11.6).

● Dacă R_L este mult mai mică decât rezistența de conducție a diodei, atunci $v_d \approx v_i$.

Trebuie să admitem un timp de creștere finit al impulsului v_i ; altfel prin diodă trece inițial un curent infinit.

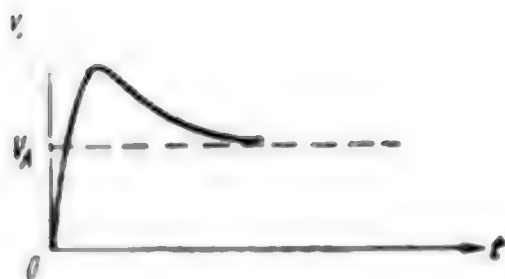


Fig. 11.5

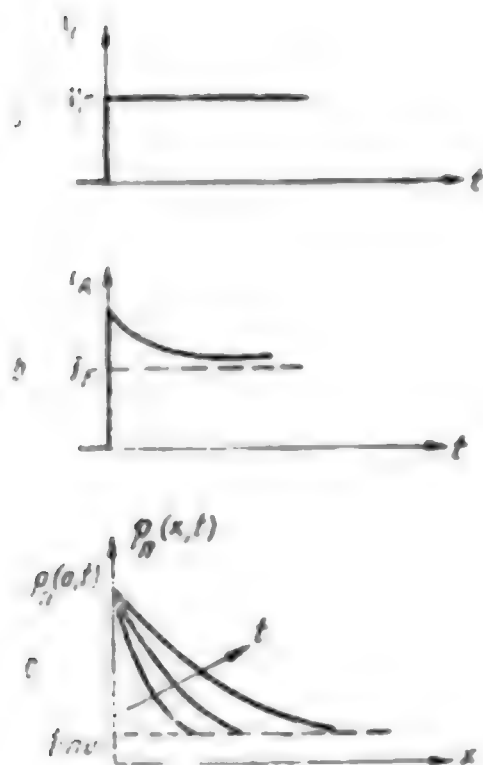


Fig. 11.6

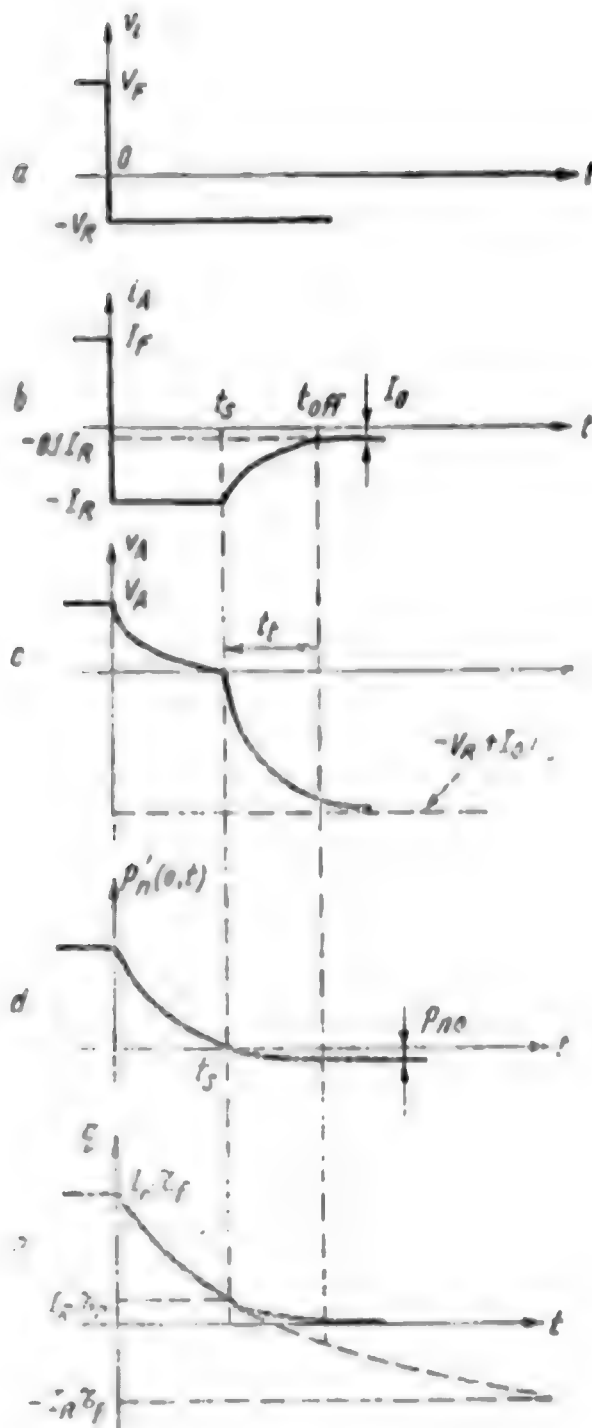


Fig. 11.7

$p_n(0, t)$ rămâne constant conform relației (11.2). Difuzia ce urmează injectiei face ca în timp curentul să scadă, gradientul la $x = 0$ micșorându-se — relația (11.3).

11.2.3. Comutarea inversă a joncțiunii pn

Considerăm că la momentul $t = 0$, comutatorul K din figura 11.1 este trecut din poziția 1 în poziția 2. Anterior dioda se afla în regim staționar de conducție.

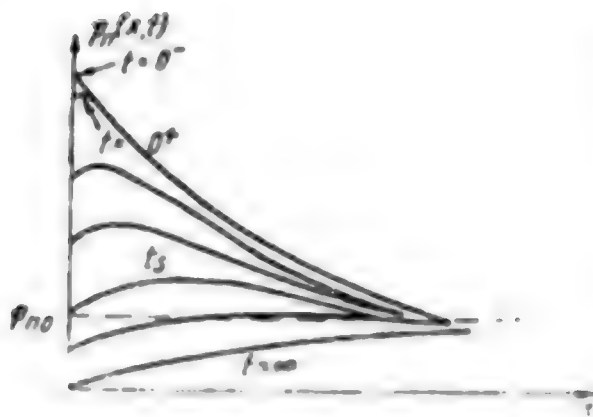


Fig. 11.8

● La momentul $t = 0^+$, tensiunea pe diodă, neputînd varia brusc (rezistența $R_L \neq 0$), rămîne pozitivă, iar prin diodă va trece curentul $i_A = -V_A/R_L = -I_s$ (fig. 11.7) limitat de circuitul exterior cît timp $v_A > 0$. Tensiunea v_A are o cădere inițială mică, dată de saltul de curent $I_F + I_s$ pe rezistența serie a diodei. Corespunzător, concentrația $p_n'(0, 0^+)$ are o mică scădere față de $p_n'(0, 0^-)$. Distribuția de goluri de regim staționar de la $t = 0^-$ își schimbă numai gradientul la momentul $t = 0^+$ și

$x = 0$ pentru ca relația (11.3) să fie satisfăcută de curentul $i_A = -I_s$ și păstrează acest gradient atît timp cît i_A rămîne constant (fig. 11.8).

● La momentele următoare are loc *evacuarea sarcinii* acumulate în regiunea „neutră în exces” față de echilibrul termic. Această evacuare se face pe de o parte prin întoarcerea golurilor excedentare în regiunea p (curentul $-I_s$) și pe de altă parte prin recombinare.

La momentul $t = t_s$, numit *timp de stocare*, concomitent $p_n'(0, t_s) = 0$ și $v_A(t_s) = 0$.

În momentele următoare v_A devine negativă, rezistența diodei crește, depășind pe R_L , și curentul scade către valoarea de saturație $i_A = -I_0$ (s-a presupus că sursa $V_A < V_B$, tensiunea de străpungere a diodei). În această *perioadă de descreștere sau de tranziție*, are loc evacuarea sarcinii excedentare stocate către contactul catodului și încărcarea capacității de barieră de la valoarea zero la valoarea $-V_A + I_0 R_L$ (efectul capacității de barieră se neglijează în *perioada de stocare* $0 < t < t_s$, cînd $v_A > 0$).

● Timpul de stocare t_s se poate găsi rezolvînd ecuația (11.9) în care neglijăm capacitatea de barieră, cu $i_A = -I_s$ și cu condiția inițială $q(0) = I_F \tau_f$. Rezultă:

$$q = -I_s \tau_f + (I_F + I_s) \tau_f \exp(-t/\tau_f), \quad 0 < t < t_s. \quad (11.11)$$

Punînd condiția $q(t_s) = q_s$, unde q_s este sarcina stocată la $t = t_s$, rezultă timpul de stocare:

$$t_s = \tau_f \ln \frac{(I_F + I_s) \tau_f}{q_s + I_s \tau_f}. \quad (11.12)$$

În funcție de construcția diodei, sarcina q_s poate să fie (sau să nu fie) importantă în comportarea ulterioară din perioada de tranziție. Atunci cînd sarcina aceasta este importantă, se constată experimental o dependență de forma:

$$q(t) = i_A(t) \tau_r, \quad t > t_s, \quad (11.13)$$

unde $i_A = -i_s$ pentru $i_A < 0$ și τ_r este o constantă de timp. La $t = t_s$ se poate scrie $q(t_s) = q_s = i_A(t_s) \tau_r = I_s \tau_r$. Cu aceasta timpul de stocare devine:

$$t_s = \tau_f \ln \frac{1 + I_F/I_s}{1 + \tau_r/\tau_f}. \quad (11.14)$$

Aproximația uzuală care se admite este $q_s = 0$, care duce la:

$$t_s = \tau_f \ln(1 + I_R/I_F). \quad (11.15)$$

Această aproximație este echivalentă cu definirea timpului de stocare din relația $q(t_s) = 0$, respectiv admiterea unui regim evasistationar de comportare al diodei în care la $t = t_s$ are loc $q = 0$ odată cu $p'_n(0) = 0$.

Rezolvind ecuația de difuzie în regim variabil, se poate determina timpul de stocare din condiția $p'_n(0, t_s) = 0$ și se obține relația implicită:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_s}{\tau_f}} = \frac{1}{1 + I_R/I_F}. \quad (11.16)$$

Condiția $q(t_s) = 0$ este îndeplinită în timp după condiția $p'_n(0, t_s) = 0$ și cu urmare timpul de stocare dat de relația (11.15) — curba 1 în figura 11.9 — este în exces față de timpul de stocare dat de relația (11.16) — curba 2 în figura 11.9. Timpul de stocare poate fi redus prin micșorarea constantei τ_f sau prin mărirea raportului I_R/I_F .

Datorită dependenței timpului de viață al purtătorilor minoritari de curenții prin diodă și de temperatură, relațiile deduse se verifică experimental numai aproximativ.

● Pentru a determina timpul de descreștere, trebuie rezolvată ecuația (11.9). Eliminând pe v_n și q între relațiile (11.9), (11.13) și relația Kirchhoff $v_n = -V_n + R_L i_n$, rezultă ecuația:

$$\frac{di_n}{dt} + (1 + \tau_r/\tau_f) \frac{i_n}{\tau_r + C_f R_L} = 0 \quad (11.17)$$

care, cu condiția inițială $i_n(t_s) = I_n$ conduce la soluția:

$$i_n = I_n \exp [-(t - t_s)(1 + \tau_r/\tau_f)/(\tau_r + C_f R_L)], \quad t > t_s. \quad (11.18)$$

Timpul de descreștere (cădere sau tranziție) t_t se obține din condiția $i_n(t_s + t_t) = 0,1 I_n$:

$$t_t = 2,3 \frac{\tau_r + C_f R_L}{1 + \tau_r/\tau_f}, \quad (11.19)$$

iar timpul de comutare inversă este $t_{off} = t_s + t_t$. În aproximația $q_s = 0$ rezultă:

$$t_t = 2,3 C_f R_L. \quad (11.20)$$

Și în cazul comutării inverse putem considera comutarea în tensiune (fig. 11.10): $p_n(0, t) \approx 0$ conform relației (11.2); în timpul evacuării sarcinii în exces, gradientul concentrației de purtători la $x = 0$ scade, iar curenții se micșorează conform relației (11.3).

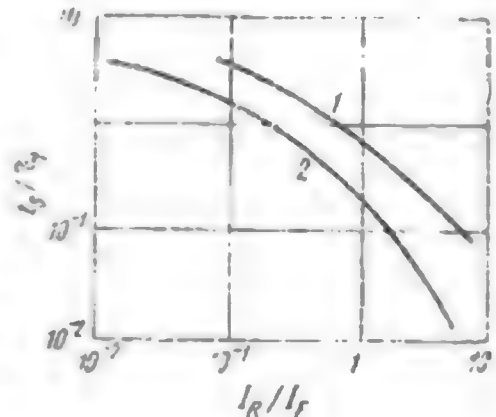


Fig. 11.9

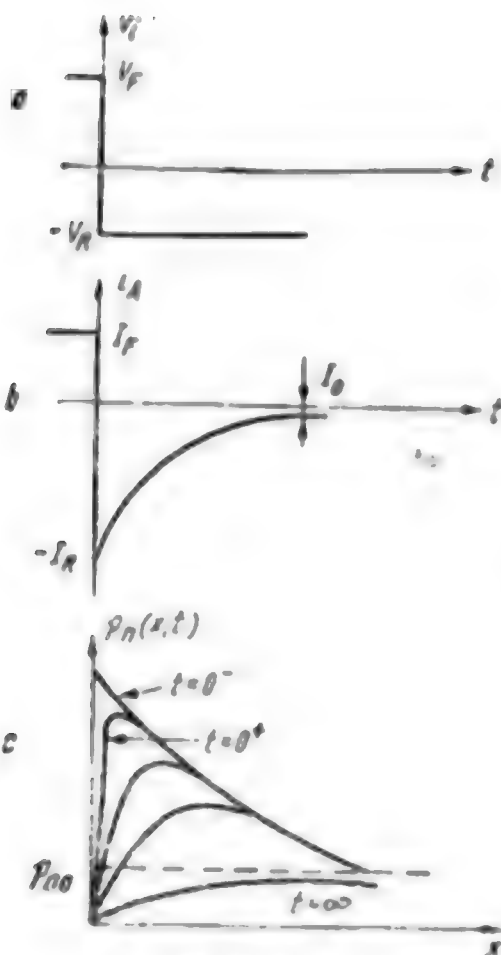


Fig. 11.10

cientul de difuzie a purtătorilor minoritari prin bază. Între τ_{BF} și τ_F există relația $\tau_{BF} = \tau_F \beta_F$. Se consideră un tranzistor planar epitaxial în care eficiența emitorului este mare și se poate neglija sarcina de purtători minoritari injectată în colector. În ecuațiile de mai sus se neglijează influența capacității de barieră a emitorului C_n asupra regimului de comutare al tranzistorului. Ecuația (11.22) este valabilă numai în regim variabil quasistationar, ca atare nu poate pune în evidență timpul de tranziție prin difuzie al purtătorilor minoritari prin bază.

● Ecuațiile (11.21) și (11.22) se pot transforma pentru regiunea de saturație dacă avem în vedere că în saturație timpul de viață echivalent $\tau_{sat} < \tau_{BF}$ (datorită nesimetriei tranzistorului, în saturație recombinarea

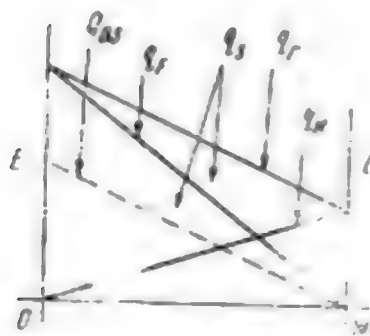


Fig. 11.11

pe suprafața bazii din jurul emitorului are un rol important, adăugându-se la recombinarea de volum) și deasemenea faptul că curentul de colector rămâne constant la valoarea sa de saturație I_{CS} .

Definim saturație incipientă limita dintre regiunea activă normală și cea de saturație. În saturație se acumulează o sarcină în exces q_s față de cea acumulată la saturația incipientă Q_{BS} , deci $q_n = Q_{BS} + q_s$; putem scrie însă și $q_n = q_F + q_n$, unde q_F și q_n sînt sarcinile injectate în bază dinspre emitor, respectiv colector (fig. 11.11).

În Anexa 11.1 se prezintă diode speciale pentru comutare, precum și circuite pentru reducerea timpilor de comutare ai diodelor semiconductoare.

11.3. REGIMUL DE COMUTARE AL TRANZISTORULUI BIPOLAR

11.3.1. Ecuațiile metodei sarcinii pentru tranzistorului bipolar

● În capitolul 5 s-au dedus ecuațiile metodei sarcinii pentru un tranzistor *pnp* bipolar funcționând în regiunea activă normală:

$$i_B = \frac{q_B}{\tau_{BF}} + \frac{dq_B}{dt} + C_n \frac{dv_{CE}}{dt}; \quad (11.21)$$

$$i_C = q_B / \tau_F. \quad (11.22)$$

În aceste ecuații q_B este sarcina de purtători minoritari acumulată în exces în baza tranzistorului față de echilibrul termic, τ_{BF} este durata lor de viață, iar $\tau_F = W^2 / 2D_n$, unde D_n este coefi-

Având în vedere faptul că sistemul (11.21), (11.22) este liniar, se poate atribui sarcinii q_s un timp de viață τ_s definit din relația $q_s = \tau_s (i_s - I_{BS})$ cu $I_{BS} = I_{CS}/\beta_F$ (curentul de bază corespunzător saturației incipiente). Se poate deduce $\tau_s = \alpha_F(\tau_F + \alpha_R\tau_R)/(1 - \alpha_F\alpha_R)$, constanta τ_R corespunzând lui τ_F pentru cazul injecției din colector în bază. Având în vedere cele arătate, precum și faptul că în saturație putem neglija efectul lui C_{je} , ecuațiile metodei sarcinii pentru regimul de saturație se scriu:

$$i_s = \frac{Q_{BS}}{\tau_{BF}} + \frac{q_s}{\tau_s} + \frac{dq_s}{dt}; \quad (11.23)$$

$$i_c = I_{CS} = \frac{Q_{BS}}{\tau_F}. \quad (11.24)$$

○ **Precizare.** Soluția ecuației (11.23) este valabilă numai pentru $q_s > 0$.

11.3.2. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea activă

Considerăm tranzistorul din figura 11.12 în conexiunea EC, pe baza căruia aplicăm semnalul de comutare v_i (fig. 11.13). Dacă $V_F, V_R \gg |v_{BE}|$, are loc o comutare în curent. Nivelul V_R menține tranzistorul în blocare, iar nivelul V_F comută tranzistorul în regiunea activă normală: $I_{BF} = V_F/R_b < I_{BS} = I_{CS}/\beta_F$, $I_{CS} = V_{CC}/R_c$. Procesele fizice implicate sînt de acumulare/extracție de purtători minoritari în regiunile neutre și de purtători majoritari în regiunile de trecere. În figura 11.13 sînt arătate formele de undă i_s, i_c, q_s , iar în figura 11.14 — variația în timp a distribuției de purtători minoritari în bază. În figura 11.13, b și c se definesc: timpul de întârziere datorat descărcării capacităților de barieră la comutarea directă, t_{d1} , timpul de întârziere datorat difuziei prin bază a purtătorilor minoritari, t_{d2} , timpul de creștere t_r și timpul de cădere t_f al curentului de colector. Trebuie observat că pentru $t < t_1^-, t > t_1^+$ gradientul purtătorilor este zero la colector ($i_c = 0$) și este diferit de zero pentru $t_1^+ < t < t_1^-$ ($i_c \neq 0$). Curentul i_s poate fi negativ la $t < t_1^+$ datorită sarcinii acumulate în bază. Curentul de bază rămîne constant ($i_B = -I_{BS}$) atît timp cît $v_{BE} < 0$, deci pînă la $t = t_r$, după care scade către zero. Între t_1 și t_f are loc evacuarea sarcinii acumulate către joncțiunea colectorului și încărcarea capacităților de barieră ale joncțiunilor. Evacuarea sarcinii acumulate în bază se face prin trecerea purtătorilor minoritari înapoi în emitor și prin recombinare cu purtători majoritari asigurați de curentul de bază.

● Timpul de întârziere datorat descărcării capacităților de barieră se poate calcula folosind metoda circuitului echivalent:

$$t_{d1} = (R_b + r_w)(C_{je} + C_{je}) \ln \frac{V_F + V_R}{V_F - V_Y} \quad (11.25)$$

unde V_Y este tensiunea de prag a joncțiunii emitor-bază.

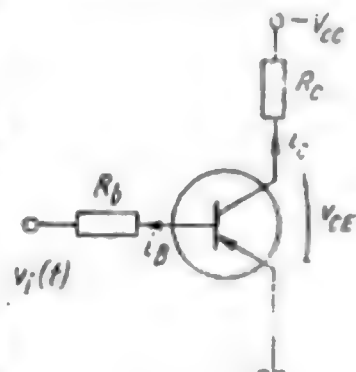


Fig. 11.12

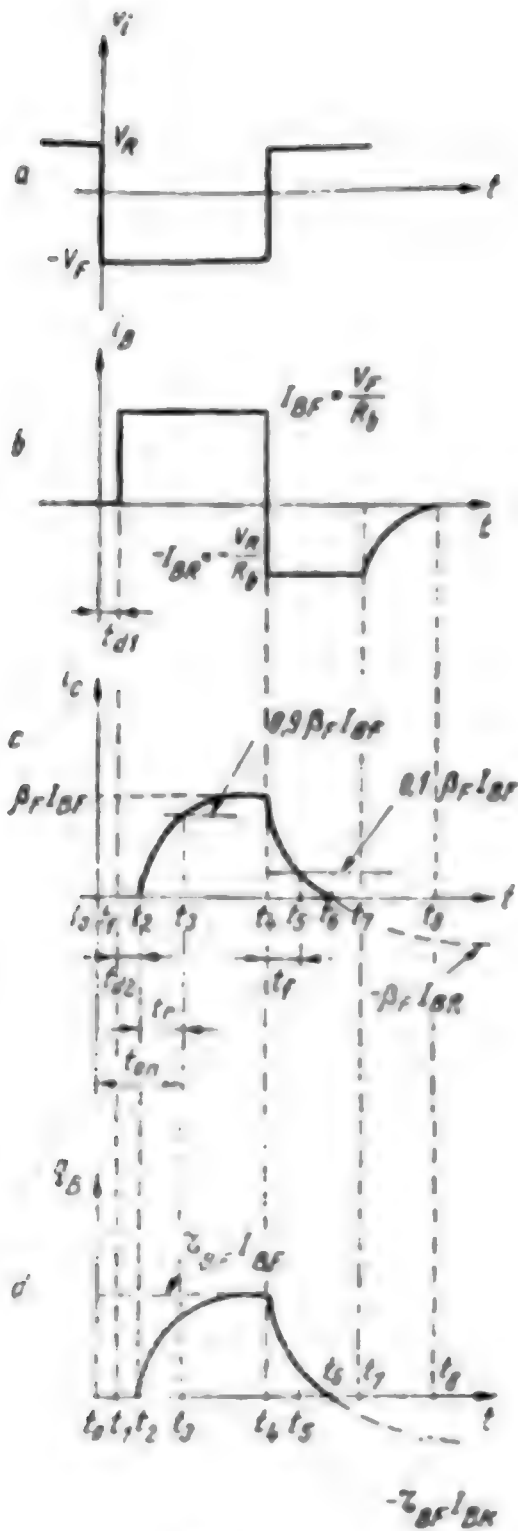


Fig. 11.13

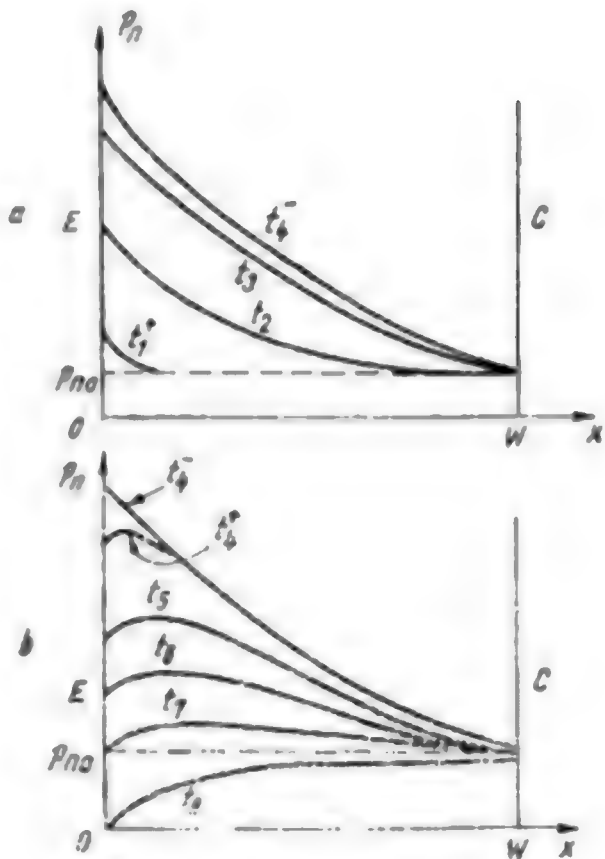


Fig. 11.14

● Timpul de întârziere datorat difuziei în bază este :

$$t_{d2} \cong t_w/3 = 1/3\omega_T, \quad (11.25, a)$$

unde t_w este timpul de tranzit al purtătorilor prin bază în regim staționar, iar ω_T este frecvența de tăiere a tranzistorului.

● Timpul de creștere (fig. 11.13, c) se poate calcula folosind ecuațiile sarcinii (11.21) și (11.22), la care adăugăm relația $v_{CE} =$

$= -V_{CC} + R_c i_c$. Eliminând între aceste relații pe q_B și v_{CE} , rezultă ecuația:

$$\frac{di_c}{dt} + \frac{i_c}{\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c} = \frac{i_B}{\tau_{BF} + C_{je} R_c}. \quad (11.26)$$

Luind originea de timp la momentul t_s (fig. 11.13), cu $i_B = I_{BF}$ și cu condiția inițială $i_c(0) = 0$ rezultă:

$$i_c = \beta_F I_{BF} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c}\right) \right]. \quad (11.27)$$

Timpul de creștere se definește din condiția $i_c(t_r) = 0,9\beta_F I_{BF}$:

$$t_r = 2,3(\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c), \quad (11.28)$$

independent de curentul de comutare I_{BF} .

● Timpul de comutare directă în regiunea activă este:

$$t_{on} = t_{st} + t_{as} + t_r. \quad (11.29)$$

Din relațiile (11.22) și (11.27) se obține variația lui q_B la comutarea directă (reprezentată în figura 11.13, d):

$$q_B = \tau_{BF} I_{BF} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c}\right) \right]. \quad (11.30)$$

● Pentru a determina timpul de cădere t_f , se rezolvă ecuația (11.21) cu $i_B = -I_{BR}$, luind originea la momentul t_s și cu condiția $i_c(0) = \beta_F I_{BF}$. Rezultă:

$$i_c = -\beta_F I_{BR} + \beta_F (I_{BF} + I_{BR}) \exp[-t/(\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c)]. \quad (11.31)$$

Timpul de cădere se obține din condiția $i_c(t_f) = 0,1\beta_F I_{BF}$:

$$t_f = (\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c) \ln [(I_{BF} + I_{BR})/(0,1I_{BF} + I_{BR})]. \quad (11.32)$$

Timpul de descreștere este cu atît mai mic cu cît raportul I_{BR}/I_{BF} este mai mare.

● Timpul de comutare inversă din regiunea activă este:

$$t_{off} = t_f. \quad (11.33)$$

Din relațiile (11.22) și (11.31) se obține variația lui q_B la comutarea inversă (fig. 11.13, d):

$$q_B = -\tau_{BF} I_{BR} + \tau_{BF} (I_{BF} + I_{BR}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c}\right). \quad (11.31, a)$$

11.3.3. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea de saturație

Tranzistorul din figura 11.12 este comutat în saturație cu un curent de bază $I_{BF} > I_{BS}$. În figura 11.15 sînt arătate formele de undă i_B , i_c , q_B , iar în figura 11.16 — variația în timp a distribuției de purtători minoritari în bază. Se observă că la comutarea directă curentul de colector se limitează la valoarea de saturație $I_{CS} = V_{CC}/R_c$, iar la comutarea inversă curentul de colector rămîne la valoarea I_{CS} și după momentul t_s de aplicare a semnalului de comutare, pentru o durată denumită *timp*

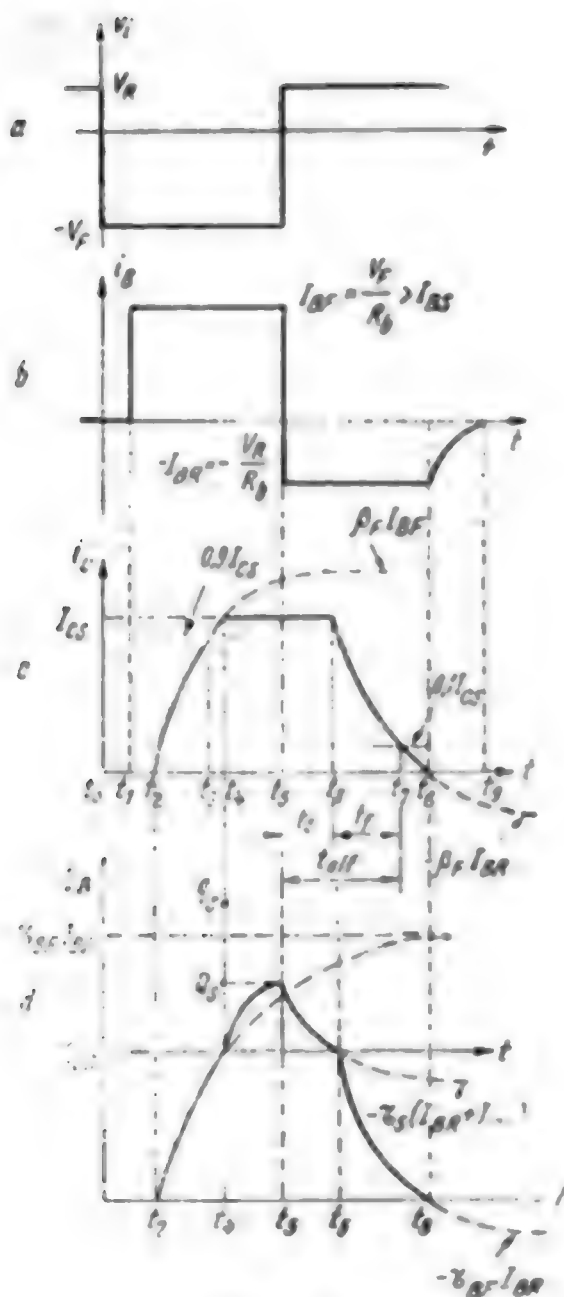


Fig. 11.15

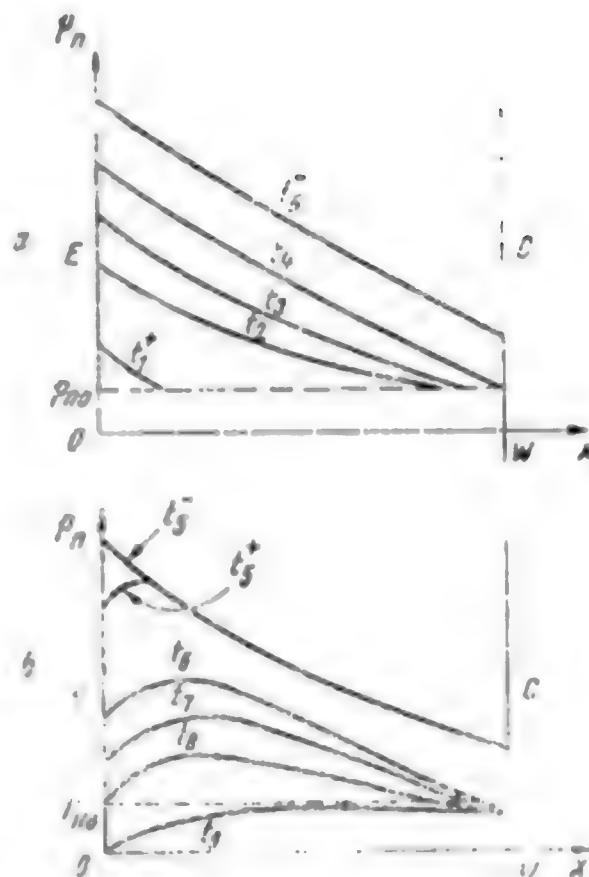


Fig. 11.16

de stocare t_s (fig. 11.15, c). În intervalul $t_4 + t_6$ tranzistorul este în saturație. Pentru $t < t_2^-$, $t > t_6^+$ gradientul distribuției purtătorilor este zero la $x = W$ ($i_C = 0$) și este diferit de zero pentru $t_2^+ < t < t_6^-$. Gradientul la colector este același pentru momentele t_4 , t_5 , t_6 , când $i_C = I_{CS}$. Curentul de bază rămâne constant ($i_B = -I_{BR}$) pînă la momentul t_6 , când $v_{BE} = 0$, după care scade către zero.

● Timpii de întârziere t_d și t_r se calculează cu relațiile (11.25) și (11.25, a).

● Timpul de creștere t_r se determină din relația (11.27) valabilă în regiunea activă normală, cu condiția $i_C(t_r) = 0,9I_{CS}$:

$$t_r = (\tau_{BF} + \beta_F C_E R_E) \ln \frac{\beta_F I_{BR}}{\beta_F I_{BR} - 0,9I_{CS}} \quad (11.34, a)$$

Rezultă că timpul de creștere la comutarea în saturație scade pe măsură ce curentul I_{BR} crește.

● Timpul de comutare directă în saturație este dat de relația :

$$t_{on} = t_{d1} + t_{d2} + t_r \quad (11.34, b)$$

Variația sarcinii până la intrarea în saturație ($t < t_4$) este dată de relația (11.30), reprezentată în figura 11.15, d. Sarcina q_s în exces față de cea acumulată la saturație incipientă $Q_{ns} = \tau_{BS} I_{BS}$ se obține rezolvind ecuația (11.23) cu $i_B = I_{BR} > I_{BS}$, luând ca origine momentul t_4 și cu condiția inițială $q_s(0) = 0$:

$$q_s = \tau_s (I_{BR} - I_{BS}) [1 - \exp(-t/\tau_s)], \quad (11.35)$$

relație reprezentată în figura 11.15, d luind ca nouă origine a axelor punctul (t_4, Q_{ns}) .

La comutarea directă a tranzistorului din tăiere în saturație, timpul de comutare directă ia sfârșit cînd tranzistorul ajunge la saturație incipientă (momentul t_4).

● Timpul de stocare. Procesul de stabilire a sarcinii stocate q_s în bază începe după atingerea saturației incipiente și continuă pînă cînd sarcina stocată în exces peste Q_{ns} atinge valoarea finală $Q_s = \tau_s (I_{BR} - I_{BS})$.

La comutarea inversă ($t = t_5$) curentul rămîne constant pe durata de stocare t_s pînă ce se evacuează toată sarcina Q_s stocată în exces peste Q_{ns} . După aceea începe evacuarea sarcinii Q_{ns} și curentul de colector începe să scadă (momentul t_6).

Pentru calculul timpului de stocare se rezolvă ecuația (11.23) cu $i_B = -I_{BR}$, luind ca origine de timp momentul t_4 și cu condiția inițială $q_s(0) = Q_s = \tau_s (I_{BR} - I_{BS})$, obținînd (fig. 11.15, d):

$$q_s = \tau_s (I_{BR} + I_{nR}) \exp(-t/\tau_s) - \tau_s (I_{BR} + I_{BS}). \quad (11.36)$$

Punînd condiția $q_s(t_s) = 0$, rezultă timpul de stocare :

$$t_s = \tau_s \ln \frac{I_{BR} + I_{nR}}{I_{BS} + I_{nR}} \quad (11.37)$$

care crește cu I_{BR} , dar scade cînd I_{BR} crește.

● Pentru a determina timpul de cădere t_f , se rezolvă ecuația (11.21) cu $i_B = -I_{BR}$, luînd originea la momentul t_6 și cu condiția inițială $i_C(0) = I_{CS} = \beta_F I_{BS}$. Se obține :

$$i_C = -\beta_F I_{BR} + \beta_F (I_{BS} + I_{nR}) \exp[-t/(\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c)]. \quad (11.38)$$

Punînd condiția $i_C(t_f) = 0,1 \beta_F I_{BS}$, rezultă timpul de cădere :

$$t_f = (\tau_{BF} + \beta_F C_{je} R_c) \ln \frac{I_{BS} + I_{BR}}{0,1 I_{BS} + I_{BR}}. \quad (11.39)$$

Relația (11.39) arată că t_f scade cînd I_{BR}/I_{BS} crește.

● Timpul de comutare inversă din saturație este :

$$t_{off} = t_s + t_f. \quad (11.40)$$

Din relațiile (11.22) și (11.38) se obține variația lui q , după intrarea în regiunea activă normală:

$$q_D = -\tau_{BF}I_{BR} + \tau_{BF}(I_{DS} + I_{BR})\exp[-t/\tau_{BF} + \beta_F C_{j0} R_c] \quad (11.41)$$

reprezentată în figura 11.15, *d*.

În Anexa A.11.2 se prezintă tranzistoare bipolare pentru comutare, precum și circuite pentru reducerea timpilor de comutare și pentru măsurarea constantelor τ_{BF} , τ_F , τ_S .

11.4. REGIMUL DE COMUTARE AL TRANZISTOARELOR CU EFECT DE CÎMP

● **Particularități.** Tranzistoarele cu efect de cîmp funcționînd în regim de comutare au o serie de proprietăți care le deosebesc de tranzistoarele bipolare.

Astfel, *rezistența lor de ieșire în stare blocată* este $10^8 - 10^{10} \Omega$, cu 2-3 ordine de mărime mai mare față de tranzistoarele bipolare. *În stare de conducție* ele prezintă o rezistență de ieșire de $10^4 - 10^5 \Omega$ pentru TECJ și $10^3 - 10^4 \Omega$ pentru TECMOS în regiunea de saturație și $1 - 10^3 \Omega$ în regiunea liniară, unde de fapt se folosesc în regim de comutare pentru ca tensiunea pe tranzistor să fie mică (tranzistoarele bipolare au comparativ în regiunea de saturație o rezistență de ieșire numai de $1 - 30 \Omega$). În regiunea liniară rezistența de ieșire este funcție de tensiunea pe poartă, care variază între zero și tensiunea de prag V_P la TECJ, putînd lua valori de ambele polarități la TECMOS cu canal inițial.

În ce privește *rezistența de intrare*, aceasta este de $10^8 - 10^9 \Omega$ la TECJ și $10^{10} - 10^{14} \Omega$ la TECMOS.

Referitor la *procesele tranzitorii ce au loc în regim de comutare*, deosebirea fundamentală între TEC și tranzistoarele bipolare este aceea că primele, funcționînd cu purtători majoritari, nu sînt afectate de fenomenele de acumulare de sarcină, răspunsul lor fiind mai rapid. Intervin însă, după cum vom vedea, elemente parazite care influențează comportarea TEC în regim de comutare.

● **Procesele fizice în regim de comutare pentru un TECJ.** Considerăm circuitul de comutare din figura 11.17 cu un TECJ cu canal *n*. Nivelul $-V_{GG}$ menține tranzistorul blocat ($V_{GG} > |V_P|$), iar comutarea directă se face către $v_G = 0$. În regim de blocare canalul este strangulat pe toată lungimea sa. Capacitatea de barieră a joncțiunii poartă-canal, precum și rezistența canalului (dependente de tensiunea poartă-canal) au un caracter distribuit, dar le putem modela cu elemente concentrate ca în figura 11.18, unde R_c și C_{gs} sînt *parametrii de semnal mare*, care se definește ținînd cont de excursia punctului de funcționare între blocare și conducție. Aplicarea semnalului de comutare directă la $t = 0$ produce descărcarea lui C_{gs} prin R_c , astfel că tensiunea pe C_{gs} nu variază instantaneu; procesul de deblocare a canalului are loc în timp finit (fig. 11.17, *c*). La comutarea inversă asistăm la încărcarea lui C_{gs} către tensiunea de blocare $-V_{GG}$. Tensiunea variabilă $v_G(t)$ este cea care comandă deschiderea canalului și deci apariția curentului de drenă. Curentul de drenă fiind de purtători majoritari, este comandat instantaneu de v_G în sensul că

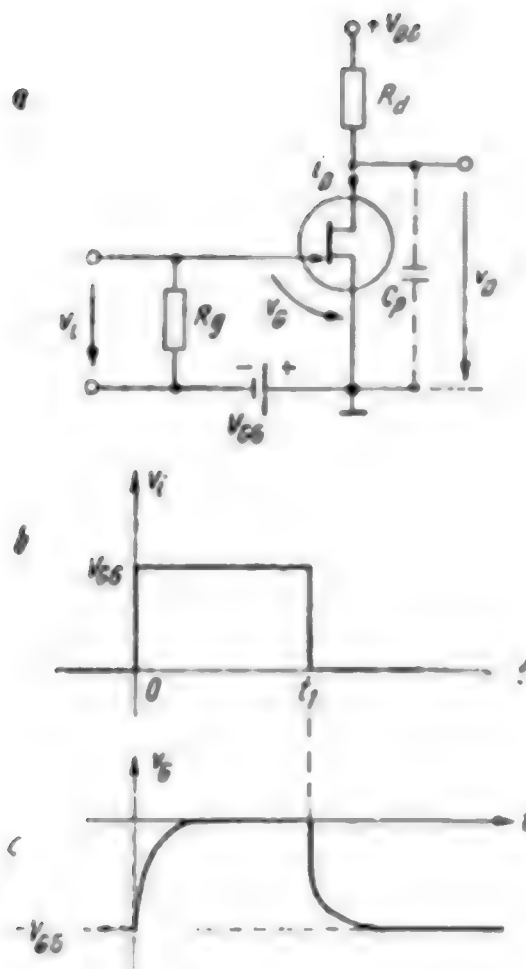


Fig. 11.17

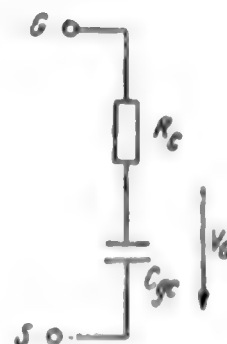


Fig. 11.18

timpul de tranzit al purtătorilor majoritari prin canal este neglijabil. Relația $i_D = i_D(v_G, v_D)$ de regim staționar poate fi aplicată și în regim tranzitoriu. Rezultă timpi de comutare de ordinul zeci de nanosecunde (maximum), deci mult mai mici decât la tranzistorul bipolar. La TEC vom ține seama de elementele parazite ale montajului și în special de capacitatea parazită C_p de pe drenă. Regimul tranzitoriu al acestor elemente parazite are o constantă de timp mult mai mare decât cea corespunzătoare regimului tranzitoriu al tranzistorului însuși; în consecință, *comportarea TEC în regim de comutare este determinată de elementele parazite*. Neglijând timpul de comutare propriu al tranzistorului (rezistența R , din figura 11.18), regimul de comutare poate fi descris cu circuitul echivalent din figura 11.19.

● Pentru un TECMOS, procesele fizice sînt aceleași și pentru studiul regimului de comutare putem întrebuința tot schema echivalentă din figura 11.19.

● Excursia punctului de funcționare în regim de comutare poate fi urmărită în planul caracteristicilor de ieșire, relația $i_D = i_D(v_G, v_D)$ păstrîndu-se în regim tranzitoriu. Pentru cazul TECJ din figura 11.17 acest lucru este arătat în figura 11.20.

Punctul 1 corespunde stării de *blocare* cu $v_G = -V_{GS}$. Dacă sursa de semnal are impedanță mică, la momentul $t = 0$, C_{ge} se descarcă instantaneu și punctul de funcționare trece instantaneu în 2 la $v_G = 0$ și

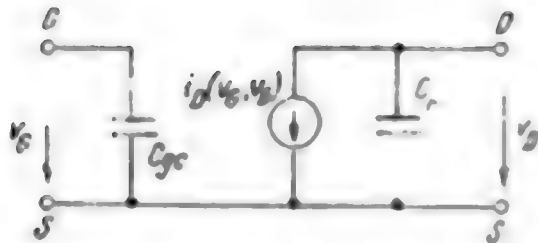


Fig. 11.19

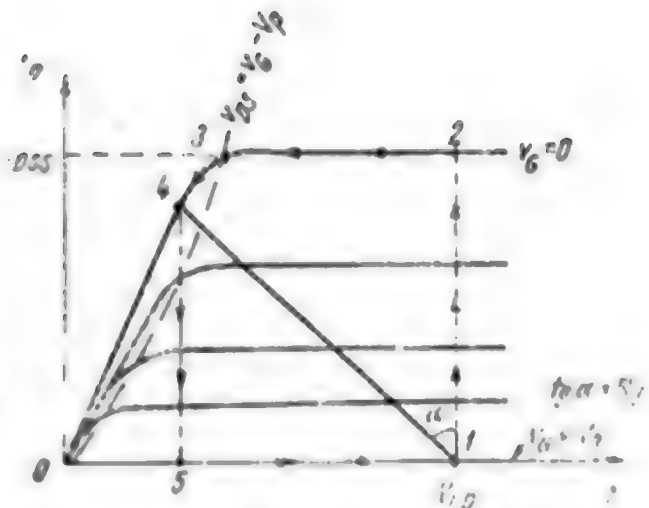


Fig. 11.20

$i_D = I_{DSS}$. Urmează procesul de descărcare a condensatorului C_r de la tensiunea V_{DD} către tensiunea corespunzătoare stării de conducție (punctul 4, aflat la intersecția caracteristicii de $v_G = 0$ cu dreapta de sarcină R_d). Legea de variație a lui v_D se obține din:

$$i_D = -C_r \frac{dv_D}{dt}. \quad (11.42)$$

În regiunea de saturație i_D este:

$$i_D = I_{DS} = I_{DSS} \left(1 - \frac{v_G}{V_P}\right)^2, \quad I_{DSS} = \frac{1}{2} G(V_0 - V_P), \quad (11.43)$$

unde G este conductanța constructivă a canalului. În regiunea liniară putem aproxima caracteristicile de ieșire cu relația:

$$i_D = G \left(1 - \frac{V_0 - v_G}{V_0 - V_P}\right) v_D. \quad (11.44)$$

Excursia între punctele 2 și 3 are loc la curent constant $i_D = I_{DS}|_{v_G=0} = I_{DSS}$ și, avînd în vedere că $V_2 = V_{DD}$ și $V_3 = v_{DS}|_{v_G=0} = -V_P$, rezultă timpul de comutare între punctele 2 și 3:

$$t_{23} = C_r(V_{DD} + V_P)/I_{DSS}. \quad (11.45)$$

Timpul de comutare între punctele 3 și 4 se obține folosind relația (11.44) în ecuația (11.42). Se obține o ecuație diferențială liniară de ordinul întâi care se rezolvă cu condiția inițială $v_D(0) = V_3 = -V_P$, iar t_{34} se obține cu condiția $v(t_{34}) = V_4$; V_4 rezultă din intersecția dreptei (11.44) cu dreapta $V_{DD} = v_D + R_d i_D$. Timpul de comutare directă este $t_{on} = t_{23} + t_{34}$. La momentul t_1 (fig. 11.17) începe comutarea inversă. Între punctele 4 și 5 trecerea se face instantaneu (încărcarea lui C_r la tensiunea $-V_{GG}$). Trecerea între punctele 5 și 1 se face în timp finit (t_{51}) corespunzător încărcării condensatorului C_r de la tensiunea V_5 la tensiunea $V_1 = V_{DD}$ și timpul de comutare inversă este $t_{off} = t_{51}$.

● În figura 11.21, a se arată un inversor cu sarcină activă care constituie celula de bază a circuitelor integrate digitale MOS. Tranzistorul

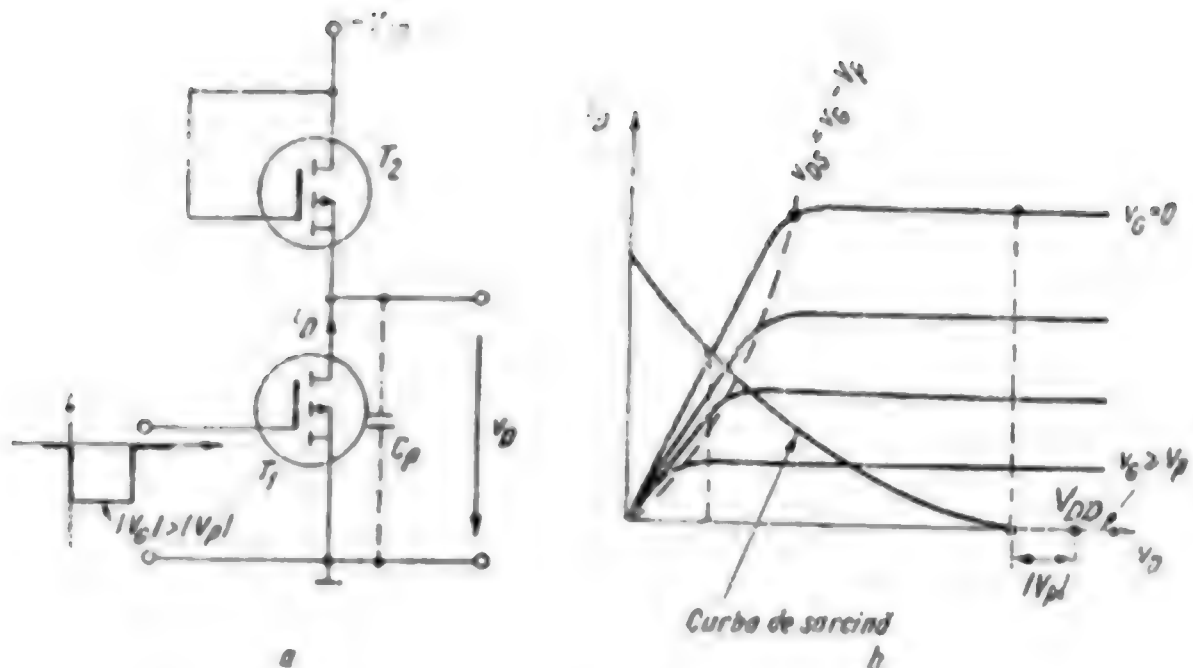


Fig. 11.21

T_2 reprezintă o sarcină activă pentru T_1 . T_2 lucrează în regiunea de saturație ($|v_{D2}| = |v_{G2}| > |v_{G1}| - |V_P|$) și, datorită neliniarității caracteristicilor lui T_2 , în planul de ieșire al tranzistorului T_1 , va apărea o curbă de sarcină (fig. 11.21, b). Sînt cazuri în care T_2 lucrează nesaturat. Pentru aceasta, poarta lui se conectează la un potențial $V_{GG} \gg V_{DD} + |V_P|$, ($|v_{D2}| = V_{DD} - |v_D|$, $|v_{G2}| = V_{GG} - |v_D|$, $|v_{D2}| < |v_{G2}| - |V_P|$).

○ **Observație.** Ca și în cazul studiat anterior, cu sarcină rezistivă, timpii de comutare ai inversorului sînt mai mici decît constanta de timp a elementelor parazite exterioare, reprezentate prin C_p .

Studiul regimului de comutare se face în planul caracteristicilor statice de ieșire ale lui T_1 . Pe lîngă relația (11.42), se adaugă pentru T_1 :

$$i_D = I_{DS} = \frac{\beta}{2} (v_G - V_P)^2 \quad (11.46)$$

cînd se află în regiunea de saturație și:

$$i_D = \beta \left[(v_G - V_P)v_D - \frac{v_D^2}{2} \right] \quad (11.47)$$

înainte de saturație. Aceleași relații sînt folosite și pentru sarcina T_2 cu $v_{G2} = -V_{DD} - v_D$ în relația (11.46), cînd T_2 lucrează în saturație și cu $v_{G2} = -V_{GG} - v_D$ și $v_{D2} = -V_{DD} - v_D$ în relația (11.47) cînd T_2 lucrează în regiunea nesaturată.

Capitolul 12

ZGOMOTUL ELECTRIC

12.1. NATURA ZGOMOTULUI ELECTRIC

12.1.1. Generalități

Există o limită inerentă a amplificării care se poate obține de la un amplificator. Fic

$$A_p = \frac{P_o}{P_i} \quad (12.1)$$

amplificarea în putere, definită ca raportul dintre puterea semnalului la ieșire (P_o) și puterea semnalului la intrare (P_i). P_o este impusă pe o sarcină dată, iar etajul de ieșire al amplificatorului se proiectează în consecință. P_i nu poate scădea sub orice nivel deoarece semnalul se „îneacă” în „zgomot”. Ca urmare, la un $P_o = \text{dat}$, A_p nu poate fi oricît de mare.

În sens restrîns, prin **zgomot** înțelegem un *semnal electric* (curent sau tensiune) *fluctuant, cu o variație întâmplătoare în timp*. El își are originea în fenomenele fizice microscopice care au loc în elementele de circuit (a se vedea paragrafele următoare).

În sens mai larg, termenul de zgomot se folosește pentru orice semnal perturbator. De pildă, așa-zisul *zgomot de rețea* (sau *brumă*) constă de fapt în prezența componentelor alternative ale tensiunii de la rețea redresate și imperfect filtrate în sursa de alimentare a circuitului electronic studiat.

Să considerăm, spre exemplu, un amplificator audio fără semnal la intrare, cu amplificarea reglată la maximum. În difuzorul conectat la ieșirea amplificatorului se aude un „fișit” caracteristic (de aici — și termenul de zgomot). Acesta este efectul acustic al fluctuațiilor electrice din circuit, care apar la ieșire amplificate.

Noțiunea de zgomot (electric) se folosește în domeniul circuitelor electronice indiferent dacă fluctuațiile electrice pot fi puse sau nu în evidență pe cale acustică.

Sursele de zgomot electric se caracterizează printr-o anumită *densitate spectrală*. Dacă această densitate este uniformă într-o bandă largă de frecvențe, avem de-a face cu un *zgomot alb*. Denumirea a apărut printr-o analogie din optică: lumina albă conține toate culorile (radiații luminoase de diverse frecvențe).

12.1.2. Zgomotul termic

Zgomotul termic este asociat agitației termice a purtătorilor de sarcină care asigură transportul curentului.

Generatorul de zgomot echivalent unui rezistor. Electronii liberi (care participă la conducție) au în timp fluctuații ale energiei în jurul valorii celei mai probabile (fluctuații statistice). Se știe că mișcarea de agitație termică este aceea care determină energia cinetică a electronilor; câmpul electric aplicat din exterior are o influență neglijabilă. Energia cinetică medie este proporțională cu temperatura absolută. Cu cât temperatura rezistorului este mai ridicată, cu atât agitația termică este mai intensă.

Fluctuațiile de energie (deci de viteză) ale electronilor liberi determină apariția unui curent fluctuant prin rezistorul respectiv sau, în mod echivalent, a unei tensiuni fluctuante la borne.

Media în timp a curentului fluctuant i_s (sau a tensiunii fluctuante v_s) este zero

$$\overline{i_s(t)} = 0; \quad \overline{v_s(t)} = 0, \quad (12.2)$$

Media pătratică a acestor mărimi este diferită de zero.

Pentru $\overline{v_s(t)^2} \neq 0$ se folosește notația V_s^2 , pentru a desemna pătratul valorii efective. În cazul zgomotului termic se aplică formula lui Nyquist:

$$V_s^2 = (4kTR)\Delta f, \quad (12.3)$$

unde $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ W s K}^{-1}$ este constanta lui Boltzmann, T — temperatura absolută (K), R rezistența electrică (ohmi) a rezistorului considerat, Δf banda de frecvențe (Hz) în care se măsoară zgomotul.

Proportionalitatea cu kT în relația (12.3) este naturală deoarece kT este o măsură a energiei cinetice medii a electronului de conducție.

Puterea de zgomot V_s^2/R este aceeași pe unitatea de bandă (1 Hz) indiferent de frecvența în jurul căreia se face măsurătoarea. Densitatea spectrală este constantă: zgomotul termic este un zgomot alb.

Un rezistor poate fi echivalat ca în figura 12.1, a: el este o sursă de zgomot $V_s = \sqrt{4kTR(\Delta f)}$ în serie cu rezistența electrică R . Schema echivalentă Thévenin din figura 12.1, a poate fi transformată în schema echivalentă Norton din figura 12.1, b.

● Figura 12.2 arată cum se calculează zgomotul echivalent a două rezistoare în serie, R_1 și R_2 . Tensiunile de zgomot se însumează pătratic, $V_s^2 = V_{s1}^2 + V_{s2}^2$. Ca urmare, generatorul de zgomot echivalent care apare

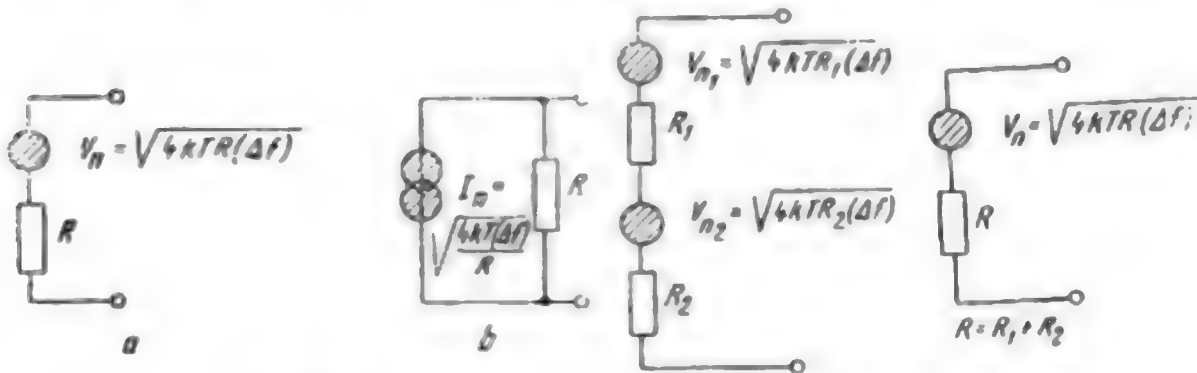


Fig. 12.1

Fig. 12.2

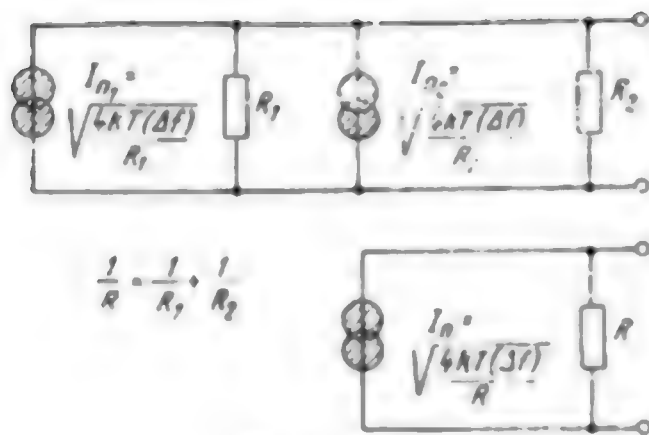


Fig. 12.3

în serie cu rezistența echivalentă $R = R_1 + R_2$ se calculează cu formula Nyquist în care rezistența este $R_1 + R_2$.

● Generatorul de zgomot echivalent pentru două rezistențe legate în paralel se determină însumând pătratic curenții, $I_n^2 = I_{n1}^2 + I_{n2}^2$ (fig. 12.3). Curentul de zgomot al generatorului echivalent care apare în paralel cu rezistența echivalentă R are expresia

$$I_n^2 = \frac{4kT}{R} \Delta f, \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (12.4)$$

○ În concluzie, zgomotul termic echivalent al unei configurații de rezistoare este egal cu zgomotul termic al rezistorului electric echivalent.

○ Observație. Nu numai rezistoarele au zgomot termic ci și dispozitivele semiconductoare (a se vedea mai departe).

12.1.3. Zgomotul de alie (Schottky)

Zgomotul de alie este asociat emisiei sarcinii electrice care susține curentul electric. Se datorește naturii discrete a sarcinii electrice.

Curentul continuu este suma curenților individuali asociați fiecărui purtător de sarcină în parte. Acest curent are totuși fluctuații (are o componentă variabilă $i_n(t)$, cu $\bar{i}_n \neq 0$) datorită fluctuației emisiei (sau injectiei) de purtători în zona în care are loc conducția.

Curentul de zgomot este dat de

$$I_n^2 = 2qI_0 \Delta f, \quad (12.5)$$

unde $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$ este sarcina unui electron, iar I_0 — curentul continuu considerat.

Zgomotul de alie este un zgomot alb. Este de asemenea prezent în dispozitivele semiconductoare.

12.1.4. Zgomotul $1/f$

Anumite fenomene din semiconductoare (de pildă, captarea purtătorilor de sarcină la suprafață) dau naștere unei componente a zgomotului care are o densitate spectrală neuniformă. Dependența este de tipul

$$V_n^2 = \frac{\text{const}}{f^\alpha}; \quad (12.6)$$

unde $\alpha \cong 1$, de unde și denumirea de zgomot tip $1/f$.

Un astfel de zgomot prezintă de pildă dioda Schottky (capitolul 4), ceea ce limitează utilizarea ei ca detector la frecvențe joase.

12.2. ZGOMOTUL ÎN AMPLIFICATOARE

12.2.1. Factorul de zgomot

● Evaluarea zgomotului propriu al unui amplificator (sau al unui dispozitiv amplificator, cum este tranzistorul de pildă) se face cu ajutorul factorului de zgomot, F , definit după cum urmează.

Considerăm un amplificator cu amplificarea în putere A_p . Fie P_i puterea semnalului la intrare, P_o — puterea semnalului la ieșire, P_n — puterea zgomotului la intrare, $P_{n,at}$ — puterea totală de zgomot la ieșire. În general

$$P_{n,at} > A_p P_n \quad (12.7)$$

în timp ce $P_o = A_p P_i$, ceea ce înseamnă că amplificatorul introduce propriul său zgomot (deoarece conține rezistențe, dispozitive electronice).

Factorul de zgomot este

$$F = \frac{P_{n,at}}{P_o / A_p} > 1 \quad (12.8)$$

($F = 1$ corespunde cazului ideal al amplificatorului fără zgomot). Relația (12.8) se mai scrie

$$F = \frac{P_i / P_o}{P_n / P_{n,at}} \quad (12.9)$$

sau

$$\underbrace{10 \lg \left(\frac{P_o}{P_{n,at}} \right)}_{\text{Raportul semnal-zgomot la ieșire, în decibeli (dB)}} = \underbrace{10 \lg \left(\frac{P_i}{P_n} \right)}_{\text{Raportul semnal-zgomot la intrare, în decibeli}} - \underbrace{10 \lg F}_{\text{Factorul de zgomot al amplificatorului, în decibeli}} \quad (12.10)$$

● Dacă se conectează în cascadă mai multe amplificatoare (etaje de amplificare), atunci zgomotul cel mai important din punctul de vedere al întregului amplificator este cel al primului bloc (etaj) de amplificare. Aceasta se intuiește ușor: zgomotului primului etaj este amplificat de toate celelalte etaje.

12.2.2. Rezistența optimă a generatorului de semnal

Generatorul de semnal este în același timp o sursă de zgomot*, corespunzătoare rezistenței interne a acestui generator (zgomot termic). În acest paragraf vom arăta că există o rezistență optimă a generatorului

* Banda amplificatorului nu trebuie să depășească mărimea necesară pentru amplificarea semnalului, deoarece zgomotul este proporțional cu banda.

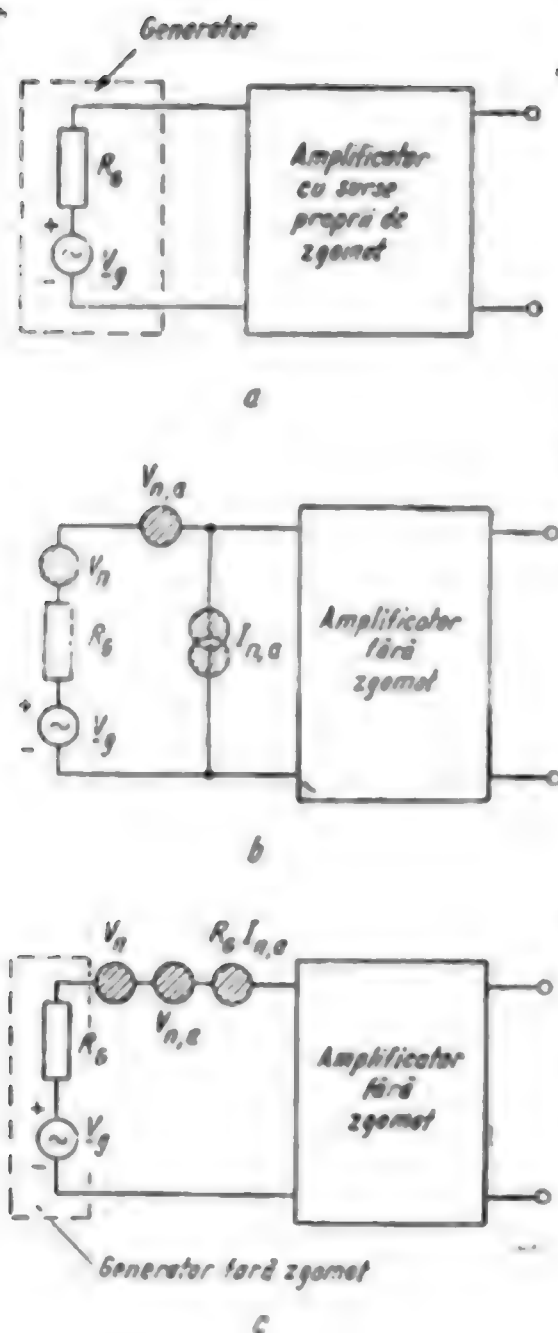


Fig. 12.4

și folosind relațiile (12.11)

$$F = 1 + \frac{R_{n,s}}{R_G} + \frac{R_G}{R_{n,p}} = F(R_G), \quad (12.13)$$

deci factorul de zgomot al amplificatorului depinde într-adevăr de rezistența internă a generatorului, R_G .

Presupunind $R_{n,s}$ și $R_{n,p}$ date, se pune problema determinării unei eventuale valori optime a lui R_G . Calcule matematice elementare ne dau

$$F_{opt} = F_{min} = 1 + 2 \sqrt{\frac{R_{n,s}}{R_{n,p}}} \quad (12.14)$$

de semnal din punctul de vedere al zgomotului introdus de amplificator.

Zgomotul intern al unui amplificator (fig. 12.4, a) poate fi raportat la intrare. Acest zgomot este reprezentat în figura 12.4, b prin două generatoare: un generator de curent $I_{n,s}$, în paralel, și un generator de tensiune $V_{n,s}$. Zgomotul termic al rezistenței generatorului este reprezentat prin V_n .

Admitem că cele două surse de zgomot „ale amplificatorului” sînt independente (zgomotele corespunzătoare sînt necorelate).

Pentru comoditate, se va introduce o rezistență de zgomot serie, $R_{n,s}$, și o rezistență de zgomot paralel, $R_{n,p}$:

$$V_{n,s}^2 = 4kTR_{n,s}\Delta f; \quad I_{n,s}^2 = \frac{4kT}{R_{n,p}}\Delta f. \quad (12.11)$$

Aceste mărimi trebuie considerate în general ca niște simple notații: zgomotul modelat în acest mod nu este neapărat zgomot termic.

Aplicînd principiul superpoziției (generatoare independente) și teorema Thévenin, circuitul din figura 12.4, b se transformă în cel din figura 12.4, c. Conform definiției factorului de zgomot, se poate scrie

$$F = \frac{V_n^2 + V_{n,s}^2 + R_G^2 \cdot I_{n,s}^2}{V_n^2} = \quad (12.12)$$

$$= 1 + \left(\frac{V_{n,s}}{V_n}\right)^2 + R_G^2 \left(\frac{I_{n,s}}{V_n}\right)^2$$

pentru

$$R_{G, opt} = R_{G, opt} = \sqrt{R_{a, i} R_{a, p}} \quad (12.15)$$

Rezistența optimă din punctul de vedere al zgomotului nu corespunde transferului maxim de putere.

De fapt, etajul (etajele) de intrare se optimizează din punctul de vedere al zgomotului, în timp ce problema atingerii puterii cerute se pune pentru etajul de ieșire.

12.3. ZGOMOTUL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

12.3.1. Zgomotul tranzistorului bipolar

Zgomotul tranzistorului bipolar este zgomot alb într-o bandă largă de frecvențe. La frecvențe joase (de pildă sute de kHz) se face simțit zgomotul de tip $1/f$. Zgomotul crește de asemenea la frecvențe înalte (de ordinul $\sqrt{\beta_F f}$).

În banda de frecvențe medii, zgomotul tranzistorului poate fi reprezentat ca în figura 12.5. Comparând cu figura 12.4, b și relația (12.11), rezultă

$$R_{a, i} = r_w + \frac{1}{2g_m}; \quad R_{a, p} = \frac{2\beta_F}{g_m} \quad (12.16)$$

Generatorul de tensiune de zgomot din figura 12.5 cumulează două efecte:

- zgomotul termic al lui r_w ;
- zgomotul de alicie al curentului de colector (termenul al doilea din expresia lui $R_{a, i}$).

Generatorul de curent de zgomot din figura 12.5 corespunde zgomotului de alicie al curentului de bază.

Factorul de zgomot minim se obține din relațiile (12.14) și (12.16):

$$F_{min} = 1 + \frac{1 + 2g_m r_w}{\beta_F} \quad (12.17)$$

pentru o rezistență a generatorului de semnal egală cu valoarea optimă

$$R_{G, opt} = \frac{1}{g_m} \sqrt{\beta_F (1 + 2r_w g_m)} \quad (12.18)$$

Luând $r_{v_s} = \beta_F / g_m$, rezultă

$$R_{G, opt} \cong r_{v_s} \sqrt{\frac{1 + 2r_w g_m}{\beta_F}} = r_{v_s} \sqrt{\frac{1}{\beta_F} + \frac{2r_w}{r_{v_s}}} \quad (12.19)$$

și, eventual, $R_{G, opt} \cong \sqrt{2r_w r_{v_s}}$. În conexiunea EC rezistența de intrare este $h_{ie} = r_w + r_{v_s} \cong r_{v_s}$. Din punctul de vedere al transferului maxim de putere (adaptare), rezistența optimă a generatorului este aproximativ egală cu r_{v_s} .

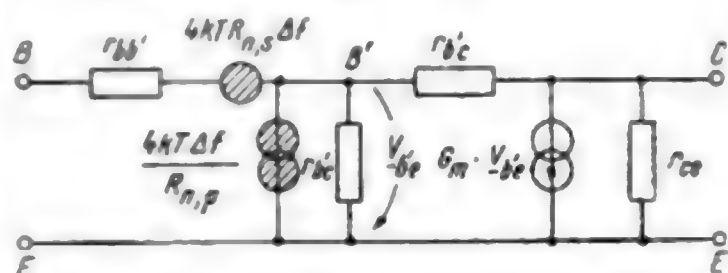


Fig. 12.5

și diferită de rezistența (12.19) aleasă din considerente de zgomot minim. Totuși, pentru curenți de colector de ordinul a câțiva mA, $R_{G, opt}$ din relația (12.19) este comparabil ca ordin de mărime cu valoarea lui R_G corespunzătoare adaptării. Acesta este încă un avantaj al conexiunii EC.

Se poate arăta că în celelalte conexiuni (CC și BC) factorul de zgomot are valori apropiate. Rezistența $R_{G, opt}$ este însă mult diferită de cea corespunzătoare adaptării.

Pentru un R_G oarecare, F prezintă un minim la un anumit curent de colector. Presupunind că R_G și β_F sînt date în expresia (12.13), unde $R_{a,1}$ și $R_{a,2}$ au valorile din relațiile (12.16), prin derivarea lui $F = F(g_m)$ se obține

$$g_{m, opt} = \sqrt{\beta_F / R_G} \quad (12.20)$$

de unde și un curent I_C optim (F minim).

Admițind $R_G = R_{G, opt}$ și I_C variabil, se obține cea mai mică valoare posibilă a lui F_{min} : din expresia (12.17) observăm că în zona curenților medii ($\beta_F \approx const$) F_{min} scade cu scăderea lui $g_m = qI_C/kT$. Totuși, la curenți mici scăderea lui β_F cu scăderea lui I_C este importantă și determină sensul de variație al lui F_{min} cu I_C . Există o valoare optimă a lui I_C care corespunde minimului lui F_{min} (deja optimizat prin alegerea lui R_G). Acest optim apare la curenți de ordinul zecilor de microamperi. Etajul de intrare (a cărui contribuție la factorul de zgomot al întregului amplificator este esențială) va fi proiectat în consecință.

12.3.2. Zgomotul tranzistoarelor cu efect de cîmp

Sursele de zgomot în tranzistorul cu efect de cîmp cu poartă-juncțiune sînt:

- zgomotul termic al canalului;
- zgomotul termic al rezistențelor parazite în serie cu canalul (neglijat mai jos);
- zgomotul de alicie al curentului de poartă;
- zgomotul de generare — recombinare în regiunea de sarcină spațială adiacentă canalului, care se manifestă ca un zgomot în exces la joasă frecvență.

Zgomotul termic al canalului se modelează printr-o rezistență de zgomot serie $R_{a,1}$ (paragraful 12.2.2). Această rezistență este egală cu K/g_m , unde g_m este panta tranzistorului, iar K — un coeficient numeric (comparabil cu unitatea) care depinde de polarizarea dispozitivului. Acest zgomot se poate corecta cu un factor care înglobează zgomotul în exces de la joasă frecvență.

Zgomotul de alicie al curentului de poartă se modelează printr-o rezistență paralel (generator de curent de zgomot în paralel la intrare). Acest zgomot este în general neglijabil (cel puțin atît timp cît rezistența generatorului nu depășește sute de kilohmi).

○ **Notă.** Tranzistorul MOS este caracterizat, similar, de un zgomot termic al canalului. La joasă frecvență apare un zgomot $1/f$ asociat fenomenelor de captură și emisie a purtătorilor la interfața oxid-semiconducător.

Capitolul 13

AMPLIFICATOARE DE SEMNAL MIC

13.1. GENERALITĂȚI

13.1.1. Amplificatoare electronice

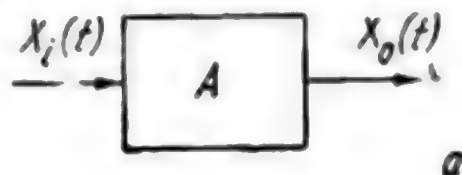
Figura 13.1, a reprezintă un amplificator. Se indică semnalul de intrare $X_i(t)$ și semnalul de ieșire $X_o(t)$. Mărimile X_i și X_o pot fi, independent una de cealaltă, tensiuni sau curenți. Este necesar ca forma semnalului de la ieșire să o reproducă pe cea de la intrare, eventual cu o anumită întârziere, τ

$$X_o(t) = AX_i(t - \tau). \quad (13.1)$$

Caracteristic amplificatoarelor electronice este faptul că semnalul de la ieșire (identic ca formă cu cel de la intrare) are o *putere mai mare*. Amplificarea în putere este posibilă cu ajutorul tranzistoarelor, tuburilor electronice sau al diodelor cu rezistență negativă (capitolul 9). Tranzistorul, de pildă, joacă rolul unui „ventil” care comandă, în ritmul semnalului aplicat, puterea debitată în sarcină de o sursă de tensiune continuă (capitolul 1).

Datorită faptului că puterea de ieșire a unui *etaj* cu unul sau două tranzistoare se obține în principal pe seama alimentării în curent continuu, valoarea amplificării în putere a etajului în multe situații nu este importantă. Mai des se caracterizează etajul prin raportul amplitudinilor semnalelor de ieșire și respectiv intrare, adică prin mărimea *amplificării*, $|A|$, definită de relația (13.1).

În cele ce urmează folosim denumirea de *bloc amplificator*: acesta este format din unul sau mai multe etaje în cascadă.



13.1.2. Amplificatoare de semnal mic. Distorsiuni

Proportionalitatea semnalului de ieșire cu cel de intrare, conform relației (13.1), este asigurată numai atunci când amplificatorul funcționează *liniar*. Funcționarea dispozitivelor electronice poate fi considerată li-

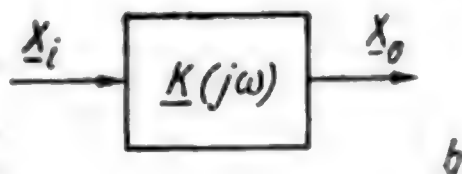


Fig. 13.1

niară în condiții de *semnal mic* (capitolul 5). *Amplificatoarele de semnal mic* fac obiectul capitolului de față.

În *amplificatoarele de semnal mare*:

— tranzistoarele lucrează la limita de funcționare din punctul de vedere al mărimilor electrice (putere disipată pe tranzistor, tensiune maximă);

— se folosesc tehnici speciale de circuit pentru ca semnalul să nu fie distorsionat apreciabil chiar atunci când funcționarea dispozitivelor electronice este puternic neliniară.

În cele ce urmează vom defini tipurile de distorsiuni.

● *Distorsiunile care apar datorită neliniarității caracteristicilor dispozitivelor* se numesc **distorsiuni neliniare** (a se vedea anexa 13.1).

● *Semnalele pot suferi și distorsiuni liniare*, chiar în condițiile în care amplificatorul lucrează la semnale mici.

Pentru a explica acest lucru ne vom referi la figura 13.1, b, unde răspunsul amplificatorului liniar la un semnal sinusoidal este caracterizat cu ajutorul funcției de transfer $\underline{K}(j\omega)$, număr complex:

$$\underline{K} = \frac{\underline{X}_o}{\underline{X}_i} = \underline{K}(j\omega) = K(\omega) \exp j\varphi(\omega), \quad (13.2)$$

unde $K(\omega)$ este modulul, iar $\varphi(\omega)$ este faza. Semnalul de intrare apare la ieșire multiplicat prin $K(\omega)$ și defazat cu $\varphi(\omega)$. *Semnalul sinusoidal este unicul semnal nedistorsionat de către un circuit liniar cu o funcție de transfer $\underline{K}(j\omega)$ oarecare*. Dacă ne referim de pildă la un semnal periodic nesinusoidal, componentele Fourier (armonicile) vor fi amplificate și defazate în mod diferit, astfel încît forma semnalului de la ieșire va fi modificată.

Se demonstrează că un răspuns de forma (13.1) se obține dacă sînt îndeplinite condițiile

$$\left. \begin{aligned} K(\omega) &= \text{const.}, \text{ independent de } \omega \\ d\varphi/d\omega &= \text{const.}, \text{ independent de } \omega \end{aligned} \right\} \quad (13.3)$$

Dacă aceste condiții nu sînt satisfăcute, apar următoarele două categorii de distorsiuni liniare (exemplificate în anexa 13.1):

— *distorsiuni de amplitudine* datorate amplificării inegale a componentelor de frecvențe diferite ale unui semnal (de pildă armonicile unui semnal periodic nesinusoidal);

— *distorsiuni de fază* (sau de întirziere) datorate modificării relației de fază între componentele de frecvență diferită ale semnalului.

Figura 13.2 reprezintă o posibilă *caracteristică de amplitudine* $|K| =$

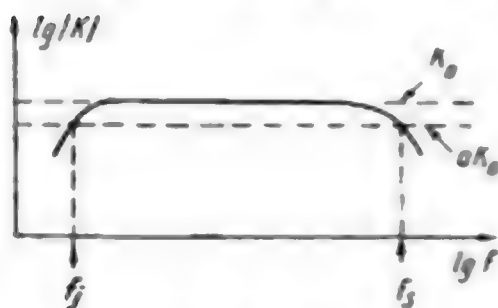


Fig. 13.2

$= |\underline{K}(j\omega)|$ a unui amplificator. Este definită o amplificare „în bandă” sau „la frecvențe medii”, $|K| = K_0$, corespunzătoare platoului din figură. Se tolerează o scădere a modulului amplificării la fracțiunea $a < 1$ din amplificarea K_0 (de obicei $a = 1/\sqrt{2} = 0,707$). Condiția $|K| \geq aK_0$ definește frecvența limită de jos, f_j , frecvența limită de sus, f_s , și banda $B = f_s - f_j$ a amplificatorului.

13.1.3. Clasificare

Prezintă interes clasificarea amplificatoarelor în funcție de aspectul caracteristicii de frecvență.

Amplificatoarele a căror caracteristică are forma indicată în figura 13.2 sînt :

— *amplificatoarele de audiofrecvență*, care au banda cuprinsă (orientativ) între cîțiva herți și 20 kHz (semnale „audio” propriu-zise) ; distorsiunile de fază sînt neimportante (urechea nu le sesizează)* ;

— *amplificatoarele de videofrecvență* (sau de bandă largă, sau de impulsuri), care au o bandă cuprinsă între cîțiva herți și cîțiva megaherți (sau zeci de MHz) ; sînt folosite mai ales în televiziune, distorsiunile de fază prezintă importanță ;

Dacă $f_s \rightarrow 0$, atunci avem de-a face cu un *amplificator de curent continuu* (amplifică și variații lente în timp).

Amplificatoarele de radiofrecvență au o caracteristică de frecvență de tip rezonant, cu un maxim pronunțat și o bandă îngustă (de pildă $f_0/f_1 < 1.2$). Ele se mai numesc și *amplificatoare selective*.

13.1.4. Etaje de amplificare

Împărțirea circuitelor electronice în *blocuri* este preferată :

— din punctul de vedere al proiectării (este mult mai avantajos să proiectăm blocuri simple pe care să le interconectăm, decît să proiectăm un circuit complex ca un tot unitar) ;

— din punctul de vedere al execuției practice (de pildă, sînt mult mai ușor de ecranat unitățile mici și, astfel, de redus capacitățile parazite față de masă).

Un amplificator format dintr-o succesiune de etaje conectate în cascadă este reprezentat în figura 13.3. Numărul etajelor poate fi arbitrar. Fiecare etaj poate conține unul sau mai multe tranzistoare. Pentru a fixa ideile, vom considera fiecare etaj ca un amplificator de tensiune. Amplificarea globală este (cazul particular a trei etaje)

$$\underline{A}_t = \frac{V_4}{V_1} = \frac{V_4}{V_3} \cdot \frac{V_3}{V_2} \cdot \frac{V_2}{V_1} = \underline{A}_{v3} \underline{A}_{v2} \underline{A}_{v1} \quad (13.4)$$

(admitem că toate amplificările sînt numere reale).

Se definește *cîștigul în tensiune* (măsurat în decibeli)**

$$G_v(\text{dB}) = 20 \lg |\underline{A}_v| \quad (13.5)$$

și *cîștigul în putere*

$$G_p(\text{dB}) = 10 \lg A_p \quad (13.6)$$

* Amplificatorul de audiofrecvență este constituit, de obicei, din două blocuri : un *pre-amplificator* (care este un amplificator de semnal mic) și un *amplificator de putere* (care lucrează la semnal mare).

** Reducerea amplificării la $K_0/\sqrt{2}$ la limitele benzii de frecvență (fig. 13.2) corespunde unei atenuări de 3 dB. Și factorul de zgomot a fost exprimat tot în decibeli (capitolul 12).

împiedică trecerea componentei continue, asigurând astfel separarea în c.a. între etaje, și atenuează frecvențele joase. Existența unor astfel de condensatoare de cuplaj este una dintre cauzele care determină scăderea amplificării la frecvențe joase* indicată în figura 13.2 (a se vedea anexa 13.2).

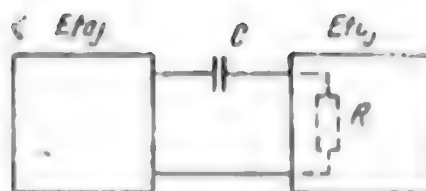


Fig. 13.4

● **Cuplajul prin transformator asigură,** concomitent cu izolarea în curent continuu, o eventuală amplificare în tensiune sau adaptare la rezistența de sarcină. Se utilizează mai ales în amplificatoarele de putere și în cele de radiofrecvență.

13.2. AMPLIFICATORUL TRATAT CA UN CUADRIPOLE (DIPOLE)

13.2.1. Circuitul echivalent. Parametrii de cuadripole

În cele ce urmează ne vom referi la un bloc amplificator oarecare, care poate fi în particular și un simplu etaj. Am arătat în paragraful 5.11.1 că cele patru mărimi electrice corespunzătoare unui diport (cuadripole) pot fi asociate în patru moduri diferite pentru a descrie comportarea electrică a acestuia. Se definesc în acest mod: parametrii impedanță (z), parametrii admitanță (y), parametrii hibridi h și parametrii g . Tabelul 13.1 prezintă aceste seturi de parametri și circuitele echivalente corespunzătoare.

13.2.2. Amplificatoare unilaterale

Orice circuit liniar poate fi reprezentat cu parametrii de cuadripole. Dacă circuitul este pasiv, format din elemente obișnuite ale circuitelor electrice, atunci matricea parametrilor de cuadripole este *reciprocă*. Pentru parametrii y de pildă, $y_l = y_r$ și nu există de fapt decît trei parametri independenți (similar $z_l = z_r$, $h_l = -h_r$, $g_l = -g_r$).

Matricea parametrilor de cuadripole a circuitelor electronice cu tranzistoare este *necreciprocă*. Mai mult, de regulă transmisia semnalului se face practic într-un singur sens, de la intrare spre ieșire ($y_r \cong 0$ și respectiv $z_r \cong 0$, $h_r \cong 0$, $g_r \cong 0$), deci semnalul aplicat la ieșire nu are practic nici un efect la intrare. Astfel de amplificatoare se numesc *unilaterale* (sau *unidirecționale*).

Se introduce astfel un concept care simplifică tratarea unor circuite electronice.

○ **Notă.** Caracterul unilateral al unor etaje de amplificare este strîns legat de caracterul unilateral al tranzistorului (circuitul echivalent arată acest lucru; de pildă, $h_{re} \cong 0$ pentru etajul EC);

* Scăderea amplificării la frecvențe înalte apare datorită capacităților tranzistorului (capitolul 5), dar și capacitățile parazite ale montajului au același efect.

Parametrii de cuadripol

Denumirea	Ecuații de definiție	Convenții de simbolizare
Parametrii impedanță (\bar{z})	$\begin{aligned} V_1 &= z_{11} I_1 + z_{12} I_2 \\ \bar{V}_2 &= \bar{z}_{21} I_1 + \bar{z}_{22} I_2 \end{aligned}$	
Parametrii admitanță (\bar{y})	$\begin{aligned} I_1 &= y_{11} V_1 + y_{12} V_2 \\ \bar{I}_2 &= \bar{y}_{21} V_1 + \bar{y}_{22} V_2 \end{aligned}$	
Parametrii hibridi (\bar{h})	$\begin{aligned} V_1 &= h_{11} I_1 + h_{12} V_2 \\ \bar{I}_2 &= \bar{h}_{21} I_1 + \bar{h}_{22} V_2 \end{aligned}$	
Parametrii \bar{g}	$\begin{aligned} I_1 &= g_{11} V_1 + g_{12} I_2 \\ \bar{V}_2 &= \bar{g}_{21} V_1 + \bar{g}_{22} I_2 \end{aligned}$	

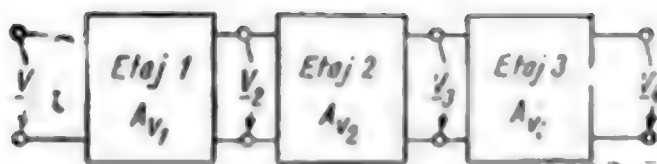


Fig. 13.3

unde A_p este amplificarea în putere. Relația (13.4) se transformă în :

$$G_p(\text{dB}) = G_{v1}(\text{dB}) + G_{v2}(\text{dB}) + G_{v3}(\text{dB}) \quad (13.7)$$

O relație similară poate fi scrisă pentru câștigul în putere.

În prezentarea de mai sus s-a presupus în mod tacit că există un câștig bine determinat al fiecărui etaj. Etajul n este proiectat și testat separat ; el are amplificarea A_{vn} pe care și-o păstrează și după conectarea în lanțul de amplificare. În practică însă, amplificarea poate fi mai mică atunci cînd etajul este „încărcat” de etajul următor.

Blocul amplificator a cărui amplificare este independentă de circuitul exterior se numește *amplificator ideal*. Este un concept util în calculul circuitelor electronice.

○ **Remarcăm** că semnalele de intrare și respectiv ieșire ale unui amplificator nu sînt obligatoriu ambele tensiuni sau ambele curenți ci pot avea dimensiuni fizice diferite. Există în total patru situații distincte : amplificatorul poate fi „atacat” în tensiune sau în curent și, în fiecare caz în parte, amplificatorul poate fi „citit” fie în tensiune, fie în curent.

Capitolul de față va arăta că această diversitate de situații este reală în cazul circuitelor cu tranzistoare.

13.1.5. Cuplarea etajelor

Cuplarea etajelor*) se poate face : *direct, prin condensator, prin transformator*.

● **Cuplajul direct** este ilustrat de circuitele din figurile 5.50–5.52 (în toate cazurile există două tranzistoare amplificatoare, fiecare cu propria rezistență de sarcină ; în figura 5.51, b mai apare tranzistorul auxiliar T_3 , care joacă rolul de generator de curent).

Cuplajul direct este singurul care poate fi folosit în cazul amplificatoarelor de curent continuu. Are dezavantajul interdependenței punctelor statice de funcționare (și proiectarea este puțin mai dificilă), dar o reacție de curent continuu rezolvă problema (fig. 5.52). Cuplajul direct este de asemenea singurul utilizabil în *circuitele integrate* (unde condensatoarele se evită). Aici schema de amplificator diferențial din figura 5.39 cunoaște o largă răspîndire.

● **Cuplajul prin condensator** se mai numește și *cuplaj RC*, deoarece condensatorul de cuplaj, (C) formează cu rezistența de intrare în etajul următor (fie ea R) un circuit RC ca cel din figura 13.4.**). Acest circuit este un divizor de tensiune care are comportarea unui *filtru trece-sus* : el

* Avem în vedere nu numai cuplarea etajelor între ele (în cascadă), ci și cuplarea la sursa de semnal și respectiv la sarcină.

** Tot un circuit RC se formează și atunci cînd un etaj generator de curent de rezistență internă R se cuplează prin condensatorul C la o rezistență de sarcină $R_L \ll R$. Acesta este un circuit de cuplaj în curent de asemenea cu o comportare de *filtru trece - sus*.

13.2.3. Amplificatoare ideale

Generatorul comandat de la ieșirea cuadripolului este elementul caracteristic al schemei echivalente. Există patru situații distincte : acest generator poate fi de tensiune sau de curent și în ambele cazuri poate fi comandat fie de o tensiune, fie de un curent.

Amplificatoarele ideale au reprezentarea din tabelul 13.2. În al doilea caz de pildă avem un amplificator care se comportă la bornele de ieșire ca un generator ideal de curent ($y_o = 0$). Acest generator este comandat de tensiunea de intrare ($I_o = y_i V_i$). Pentru a fi siguri de comanda în tensiune, s-a impus $y_i = 0$ (deci rezistența de intrare este infinită) ; în aceste condiții, orice generator real de semnal se comportă ca un generator ideal de tensiune, deoarece lucrează în gol. Pentru acest amplificator idealizat, mărimea de ieșire este curentul mărimea de intrare-tensiunea, iar raportul dintre aceste mărimi este o amplificare cu dimensiunile unei admitanțe :

$$A_Y = \frac{I_o}{V_i} = y_i. \quad (13.8)$$

Circuitul se numește *amplificator ideal de tip transadmitanță*.

Un alt amplificator ideal ales din tabelul 13.2 este cel de curent. El este reprezentat ca un generator ideal de curent ($h_o = 0$) comandat în curent ($h_i = 0$ pentru ca orice generator real de semnal să îl comande la curentul maxim pe care îl poate debita : curentul de scurtcircuit).

În practică ne apropiem de cazul amplificatorului ideal de curent dacă h_i și h_o sînt suficient de mici. Comparația se face cu circuitul exterior. Pentru concretizare, figura 13.5 arată un cuadripol (pe care îl dorim amplificator de curent) reprezentat cu parametri hibridi, atacat de un generator de semnal cu rezistența internă R_G și lucrînd pe conductanța de sarcină G_L . Amplificarea în curent raportată la curentul de scurtcircuit al generatorului este

$$A_{I,s} = \frac{I_o}{I_s} = \frac{R_G}{R_G + h_i} \cdot \frac{h_f G_L}{G_L + h_o}, \quad (13.9)$$

iar condițiile necesare pentru a ne apropia de amplificatorul ideal (cu $A_{I,s} = h_f$) sînt (h = numere reale)

$$h_i \ll R_G; \quad h_o \ll G_L. \quad (13.10)$$

Amplificatorul ideal mai poate fi caracterizat la modul general prin faptul că amplificarea sa este independentă de circuitul exterior. În exemplul de mai sus, dependența lui $A_{I,s}$ de R_G și G_L tinde să dispară dacă sînt satisfăcute condițiile (13.10).

În capitolul 14 vom vedea cum, folosind *reacția negativă*, amplificatoarele se apropie de conceptul de amplificator ideal.

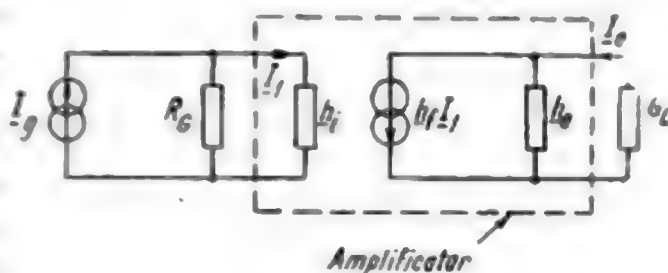


Fig. 13.5

Amplificatoare ideale

Descriere	Parametri	Convenții simbolice
Amplificator transimpedență	$\underline{A}_I = \frac{\underline{V}_0}{\underline{I}_i} = \underline{z}_f$ $\underline{z}_i = \underline{z}_r = \underline{z}_o = 0$	
Amplificator transconductanță	$\underline{A}_V = \frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_i} = \underline{y}_f$ $\underline{y}_i = \underline{y}_r = \underline{y}_o = 0$	
Amplificator (ideal) de curent	$\underline{A}_I = \frac{\underline{I}_0}{\underline{I}_i} = \underline{h}_f$ $\underline{h}_i = 0, \underline{h}_r = 0, \underline{h}_o = 0$	
Amplificator (ideal) de tensiune	$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_0}{\underline{V}_i} = \underline{g}_f$ $\underline{g}_i = 0, \underline{g}_r = 0, \underline{g}_o = \infty$	

13.2.4. O aplicație a conceptului de amplificator ideal de tensiune: circuite elementare cu amplificator operațional integrat

O primă aplicație a conceptului de amplificator ideal de tensiune poate fi întâlnită în legătură cu teorema lui Miller (paragraful 5.9.5).

Amplificatoarele operaționale, despre care va fi vorba în acest paragraf nu fac de fapt obiectul cursului de față. Le vom menționa însă în câteva rânduri, motiv pentru care le prezentăm aici sub forma unui model foarte simplificat.

● **Amplificatorul operațional are următoarele proprietăți:**

- este un amplificator de curent continuu;
- este un amplificator *diferențial*, adică oferă la ieșire diferența a două tensiuni de intrare, amplificată; astfel (vezi figura 13.6):

$$v_o = A_d(v^+ - v^-), A_d > 0, \quad (13.11)$$

unde v^+ este tensiunea aplicată pe intrarea neînversoare, v^- — tensiunea pe intrarea inversoare, iar A_d — amplificarea diferențială;

- amplificarea diferențială este foarte mare (zeci de mii-sute de mii);
- poate fi considerat un amplificator ideal de tensiune (rezistența între cele două borne de intrare este foarte mare, iar rezistența de ieșire este neglijabil de mică).

● Realizat sub formă de circuit integrat, **amplificatorul operațional** nu se folosește de regulă ca atare, ci sub formă de amplificator cu reacție. Configurațiile de bază apar în tabelul 13.3 și calculul amplificării se poate face direct, fără a apela la teoria reacției. Două sînt proprietățile folosite pentru deducerea formulelor din tabelul 13.3. Prima: datorită amplificării enorme, diferența de potențial între cele două borne de intrare este practic nulă ($v^+ \cong v^-$) sau intrarea este virtual în scurtcircuit. A doua: curentul absorbit de intrarea amplificatorului este neglijabil, deoarece rezistența de intrare este foarte mare.

Din tabelul 13.3 se observă că amplificarea poate depinde exclusiv de un raport de rezistențe: de aici — posibilitatea de a o controla (stabilitate, reglaj).

Amplificatorul neînversor din tabelul 13.3 (și buclălele și repetorul) se comportă ca un amplificator ideal de tensiune (rezistența de intrare $R_i \rightarrow \infty$, rezistența de ieșire $R_o \rightarrow 0$).

○ **Observație.** Caracterul ideal al amplificatorului nu are nici o legătură cu mărimea amplificării în tensiune (repetorul reproduce semnalul*, nu îl amplifică).

Amplificatorul inversor nu mai poate fi considerat însă un amplificator ideal de tensiune. Dacă înglobăm R_1 în sursa de semnal (obținînd un generator de curent

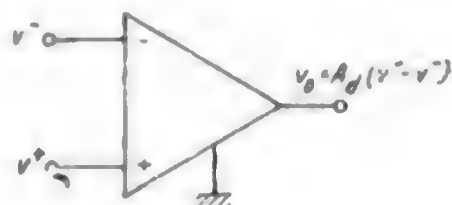
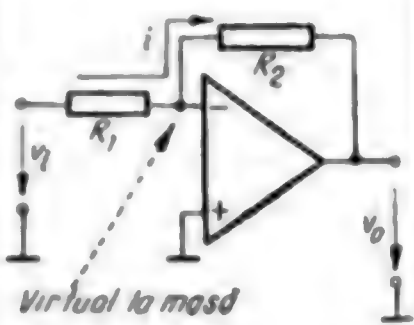
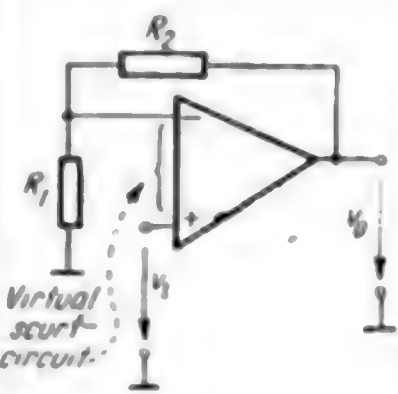
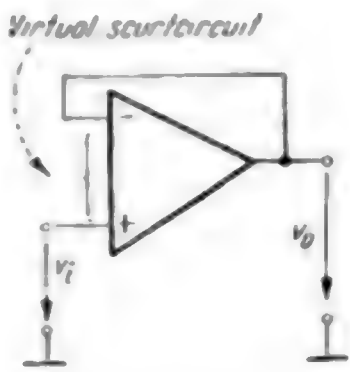


Fig. 13.6

* Joacă rolul unui transformator de impedanță. Generatorul de semnal furnizează tensiunea maximă (deoarece lucrează practic în gol). Această tensiune apare la ieșirea repetorului ca și cum ar fi furnizată de un generator ideal de tensiune ($R_o = 0$).

Amplificatorul operațional, configurații de bază

Denumirea configurației	Circuitul	Amplificarea
Circuit inversor		$A_V = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{R_2}{R_1}$
Circuit nel inversor		$A_V = \frac{v_o}{v_i} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$
Circuit repetor		$A_V = \frac{v_o}{v_i} = 1$

$i_i = v_i/R_1$), atunci amplificatorul operațional împreună cu R_2 formează un amplificator ideal transimpedanță, cu amplificarea $A_z = v_o/i_i = -R_2$ (într-adevăr, $R_o = 0$ și rezistența de intrare este virtual zero, deoarece absoarbe curentul finit i_i , atunci când tensiunea de intrare $v^+ - v^-$ este practic zero).

13.3. ETAJE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

13.3.1. Introducere

Prezentarea din acest subcapitol se va desfășura în următorul cadru:

- se consideră etaje cu un tranzistor bipolar, funcționând în curent alternativ, la semnale mici;
- într-o primă etapă a calculului, frecvența se consideră suficient de joasă pentru a se putea neglija efectul capacităților tranzistorului; în aceste condiții se vor folosi parametrii hibridi definiți în paragraful 5.11.2;
- studiul comportării la frecvențe înalte se va limita la estimarea aproximativă a limitării în frecvență pe care o introduc capacitățile tranzistorului asupra funcționării etajului;
- calculul este orientat spre punerea în evidență a tipului de amplificator (de tensiune, curent etc.) care descrie cel mai bine comportarea etajului dat și interacțiunile acestuia cu sursa de semnal și cu sarcina.

13.3.2. Etajul cu tranzistor în conexiunea emitor comun (EC)

Figura 13.7 reprezintă un etaj de tip EC. Se presupune că atât condensatorul de decuplare C_E , cit și condensatoarele de blocare a componentei continue, C_C și C_L , au capacitatea suficient de mare pentru ca să se comporte practic ca niște scurtcircuite la frecvența minimă din bandă. Modul de calcul al acestor condensatoare este prezentat în anexa 13.2.

Rezistențele divizorului din bază (R_1 și R_2), precum și rezistența din emitor (R_E) asigură polarizarea corectă și stabilizarea punctului static de funcționare, la o tensiune de alimentare (V_{CC}) dată (a se vedea paragraful 5.5.3.).

Pentru a ne fixa un punct de vedere asupra tipului de amplificator care modelează cel mai bine acest etaj, vom examina modul în care trebuie „atacate” etajul și, respectiv, în care trebuie „citit” semnalul pe care îl furnizează.

● Primul lucru care ne interesează este impedanța de intrare a etajului. Ea se calculează pe circuitele echivalente din figura 13.8. În figura 13.8, a $R_B = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ exprimă

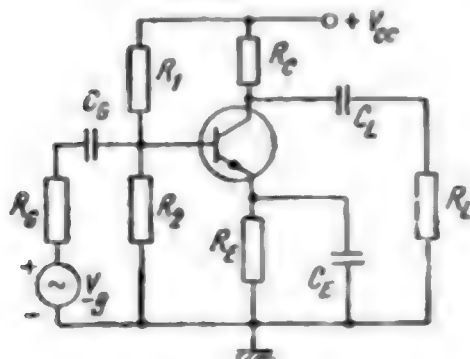


Fig. 13.7

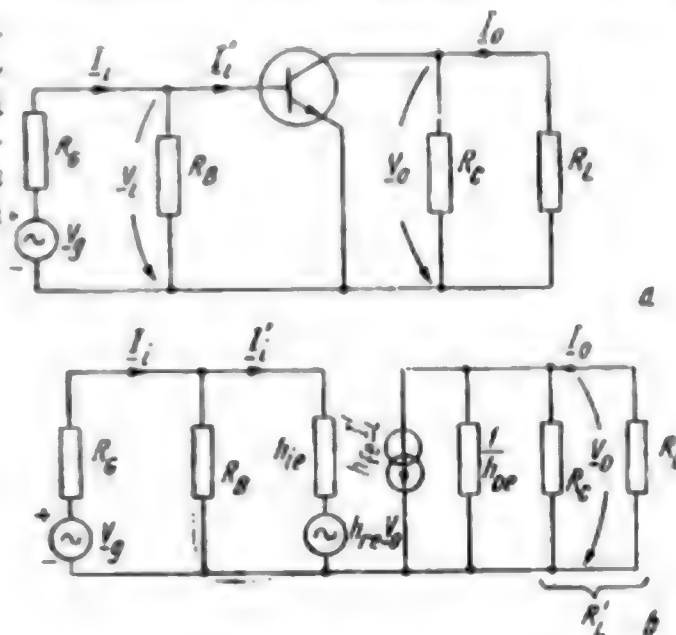


Fig. 13.8

efectul rezistențelor din divizorul de polarizare a bazei. Tranzistorul este înlocuit cu schema sa echivalentă în figura 13.8, b. Se observă că dacă se admite $h_{re} \cong 0$ (se neglijează reacția internă), atunci rezistența de intrare a tranzistorului este (fig. 13.8, b).

$$R_{i,r} = \frac{V_i}{I_i} \cong h_{ie}, \text{ independent de } R_L. \quad (13.12)$$

iar impedanța (rezistența) de intrare a etajului este

$$R_i = \frac{V_i}{I_i} = \frac{R_B R_u}{R_B + h_{ie}} \lesssim h_{ie}, \text{ dacă } R_B \gg h_{ie}. \quad (13.13)$$

Efectul rezistențelor de polarizare este redus ($R_B = \text{zeci de k}\Omega$, iar $h_{ie} \cong \text{cîțiva k}\Omega$ pentru I_C de ordinul a 1 mA; dacă tranzistorul lucrează la curenți mai mari, atît h_{ie} cît și R_B scad, dar R_B rămîne în general mare față de h_{ie}).

Rezistența de intrare a etajului EC are o valoare moderată. Etajul poate fi considerat fie atacat în tensiune, fie atacat în curent.

● Considerăm că semnalul de intrare este curentul I_i și definim *impedanța (rezistența) de ieșire* în consecință. Putem scrie (fig. 13.8, b):

$$R_o = \left. \frac{V_o}{I_o} \right|_{I_i=0} = \frac{R_C}{1 + h_{oe} R_C} \gtrsim R_C, \frac{1}{h_{oe}} \gg R_C. \quad (13.14)$$

Din nou am neglijat efectul reacției interne ($I_i = 0$ conduce la $I_i' = 0$ dacă $h_{re} = 0$). Dacă rezistența din colector este mică față de rezistența de ieșire a tranzistorului $R_{o,r} = 1/h_{oe}$, atunci rezistența de ieșire a etajului este aproximativ egală cu rezistența din colector*. Această rezistență are o valoare moderată (cîțiva k Ω pentru curenți de lucru de ordinul miliamperului) și un putem afirma categoric dacă tranzistorul este citit în tensiune sau în curent:

— dacă $R_L \ll R_C$, atunci etajul lucrează aproape în scurtcircuit și furnizează sarcinii un curent aproape egal cu curentul alternativ de colector;

— dacă dimpotrivă, $R_L \gg R_C$, atunci etajul lucrează practic în gol și furnizează o tensiune foarte apropiată de cea maximă pe care o poate da etajul la un semnal de intrare precizat

○ **Concluzie.** Cum în practică, etajul EC este des întâlnit în configurații de etaje EC așezate în cascadă, deoarece rezistența de intrare este $R_i \cong h_{ie}$, de ordinul de mărime al rezistenței de ieșire $R_o \cong R_C$, nu putem spune că ne apropiem de unul sau altul dintre cele două cazuri limită de mai sus. De fapt, etajul are o amplificare importantă atît în curent, cît și în tensiune, deci amplifică substanțial în putere și acesta este avantajul său principal. Cu mai multe etaje EC așezate în cascadă se poate mări foarte mult puterea semnalului.

● Dacă etajul din figura 13.8 este atacat de un generator de tensiune cu rezistența internă R_G , atunci admițînd că $h_{re} \cong 0$, $R_B \gg h_{ie}$,

* Dacă sarcina etajului este chiar R_C ($R_L \rightarrow \infty$), atunci rezistența de ieșire este $1/h_{oe}$, iar condiția $R_C \ll 1/h_{oe}$ ne arată că etajul este citit practic în curent (văzut ca un generator aproape ideal de curent).

$R'_L = R_L R_C / (R_L + R_C)$, amplificarea de tensiune raportată la tensiunea dată de generator în gol, V_g , este

$$\underline{A}_{V, s} = \frac{V_o}{V_g} \approx \frac{-h_{fe} R'_L}{(R_C + h_{ie})(1 + h_{oe} R'_L)} \quad (13.15)$$

Dacă $R_C \ll h_{ie}$ și $R'_L \ll 1/h_{oe}$, atunci

$$\underline{A}_{V, s} \approx -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} R'_L \quad (13.16)$$

Observăm că:

— tensiunea în colector este în antifază cu cea dată de generator (și cu semnalul din bază);

— modulul amplificării este proporțional cu R'_L , care nu poate fi mărită prea mult deoarece R_C este limitat de căderea de tensiune continuă;

În varianta în care în colector se găsește un circuit acordat care prezintă la rezonanță impedanța rezistivă R , R'_L trebuie înlocuit cu R . Amplificarea care se obține ($R_C \approx 0$) este

$$\underline{A}_{V, s} \approx -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot \frac{R}{1 + h_{oe} R} \quad (13.17)$$

și valoarea maximă posibilă este

$$\lim |\underline{A}_{V, s}|_{R \rightarrow \infty} = -\frac{h_{fe}}{h_{ie} h_{oe}} \quad (13.18)$$

Revenind la circuitul echivalent natural, cu $r_{be} \approx 0$, $h_{ie} \approx r_{be}$, $h_{fe}/r_{be} = \beta$, $h_{oe}^{-1} \approx r_{ce}^2$, amplificarea maximă în gol, egală cu $\beta r_{ce}/2$, poate fi estimată la ordinul sutelor sau miilor.

— mărimea amplificării este foarte sensibilă la condițiile de lucru (tensiunea de alimentare, temperatură).

● Dacă același etaj este atacat de un generator de curent cu rezistența internă R_C (fig. 13.9), atunci amplificarea în curent raportată la curentul dat de generator în gol, I_g , este ($h_{re} \approx 0$, $R_E \gg h_{ie}$):

$$\underline{A}_{I, s} = \frac{I_o}{I_g} \approx \frac{R_C}{R_C + h_{ie}} \cdot \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe} R'_L} \cdot \frac{R_C}{R_C + R_L} \quad (13.19)$$

Considerind $R_C \gg h_{ie}$; $R'_L \ll h_{oe}$ rezultă:

$$\underline{A}_{I, s} \approx h_{fe} \frac{R_C}{R_C + R_L} \quad (13.20)$$

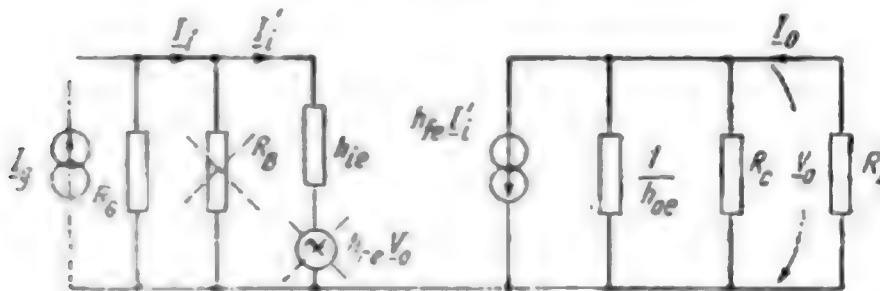


Fig. 13.9

și amplificarea își atinge valoarea maximă în condiția de scurtcircuit (virtual) $R_C \gg R_L$. Această valoare este egală cu h_{fe} .

○ **Concluzii.** Constatăm în final că *toți parametrii etajului depind direct de parametrii tranzistorului și prin aceasta — de condițiile de lucru.* Schema de polarizare aleasă trebuie să asigure stabilizarea punctului static de funcționare în raport cu variația temperaturii, precum și cu dispersia parametrilor. Sursa de alimentare trebuie să fie stabilizată. Oricum, asigurarea reproductibilității amplificării este dificilă.

Se va vedea ulterior cum amplificarea unui lanț de etaje EC în cascade poate fi descensibilizată în raport cu factorii de variație de mai sus prin aplicarea unei reacții negative globale (prețul plătit este reducerea mărimei amplificării).

13.3.3. Etaj cu sarcină distribuită

Dacă rezistența din emitor (fig. 13.7) nu mai este decuplată prin capacitatea C_E , proprietățile etajului se modifică considerabil. Analiza se va face pe schema din figura 13.10, a unde, pentru simplitate, s-a pus $R_L \rightarrow \infty$. Schema echivalentă (cu $h_{re} = 0$) este dată în figura 13.10 b.

● **Rezistența de intrare.** Neglijând pentru moment și h_{oe} , scriem

$$R_{i,T} = \frac{V_1}{I_1'} = h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E, \quad (13.21)$$

deci o rezistență de intrare a tranzistorului considerabil mărită (același rezultat a fost obținut în paragraful 5.9.5, prin aplicarea dualiei teoremei lui Miller).

Rezistența de intrare în etaj este

$$R_i = \frac{V_1}{I_1} = \frac{R_B R_{i,T}}{R_B + R_{i,T}}. \quad (13.22)$$

Remarcăm că $R_{i,T} \approx (h_{fe} + 1)R_E$, în timp ce R_B se alege (paragraful 5.5.3) din condiția de stabilizare a punctului static ($R_B \ll (\beta_F + 1)R_E$). Avînd în vedere că $h_{fe} \approx \beta_F$, obținem $R_{i,T} \ll R_B$ și $R_i \lesssim R_B$. Cu alte cuvinte, divizorul din bază (ales din considerente de punct static) scurtcircuitază

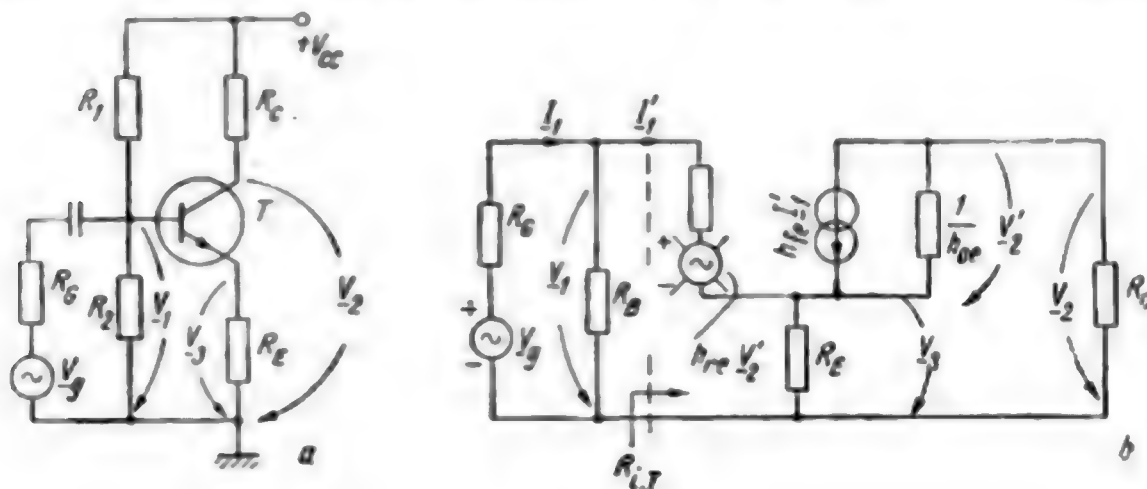


Fig. 13.10

impedanța de intrare în tranzistor și limitează astfel impedanța de intrare în etaj.

Oricum, impedanța de intrare a etajului este mărită prin nedecuplarea lui R_E (fig. 13.10 a) și vom considera etajul atacat în *lensiunc*.

● Rezistența de ieșire în colector se definește pentru $V_s = 0$ și se calculează din circuitul arătat în figura 13.11, a.

Pentru a calcula $R_{o,r}$ vom scrie

$$V_s = \frac{1}{h_{oe}} (I'_1 - h_{fe} I'_1) + I'_2 \frac{R_E(h_{ie} + R'_G)}{R_E + h_{ie} + R'_G}. \quad (13.23)$$

Ținând seama că

$$\frac{I'_1}{I'_2} = - \frac{R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G}, \quad (13.24)$$

obținem :

$$R_{o,r} = \left. \frac{V_s}{I'_2} \right|_{V_s=0} = \frac{1}{h_{oe}} \left(1 + \frac{h_{fe} R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G} \right) + \frac{R_E(h_{ie} + R'_G)}{R_E + h_{ie} + R'_G}. \quad (13.25)$$

Având în vedere că $1/h_{oe}$ este de regulă cu un ordin de mărime peste celelalte rezistențe care intervin în formulă, iar h_{fe} este foarte mare, rezultă :

$$R_{o,r} \cong \frac{1}{h_{oe}} \left(1 + \frac{h_{fe} R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G} \right) \quad (13.26)$$

și putem obține ușor $R_{o,r} \gg 1/h_{oe}$ (deci $R_{o,r}$ = sute de k Ω).

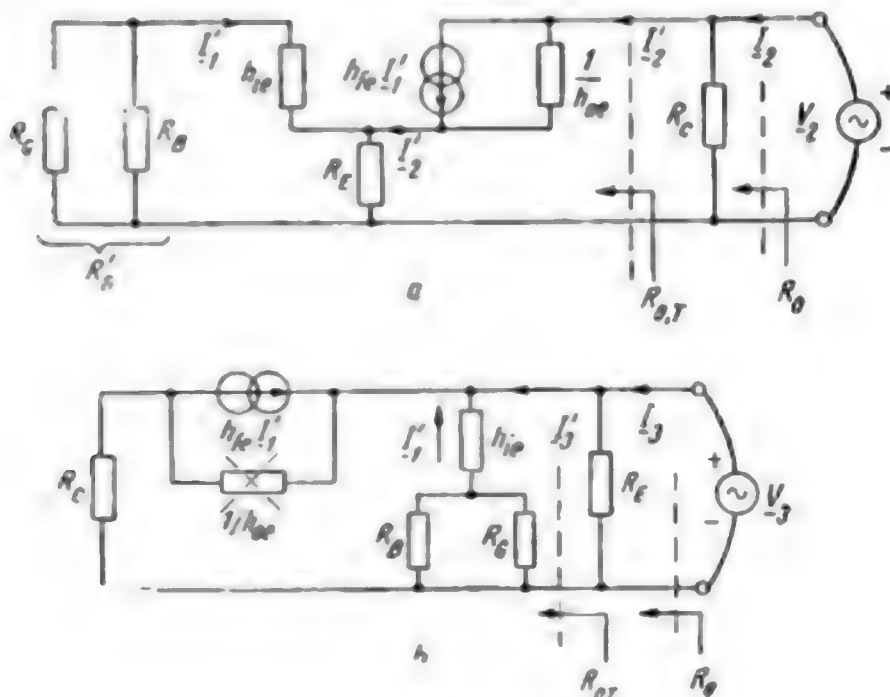


Fig. 13.11

Rezistența de ieșire a etajului (dacă R_C este înglobat în etaj) va fi (fig. 13.11, a):

$$R_o = \frac{R_{o,T} R_C}{R_{o,T} + R_C} \lesssim R_C, \quad R_C \ll R_{o,T}. \quad (13.27)$$

● Semnalul de ieșire poate fi însă cules nu numai în colector, ci și în emitor. Se obține astfel rezistența de ieșire (fig. 13.11, b)

$$R'_o = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{V_1=0} = \frac{R'_{o,T} R_E}{R'_{o,T} + R_E}. \quad (13.28)$$

După calcule simple, neglijând de această dată efectul lui h_{oe} , obținem (fig. 13.11, b)

$$R'_{o,T} = \left. \frac{V_2}{I'_2} \right|_{V_1=0} = \frac{h_{fe} + 1}{h_{fe}} \cdot R'_C, \quad R'_C = \frac{R_C R_B}{R_C + R_B}. \quad (13.29)$$

Presupunind R_C de ordinul kilohmilor, obținem $R'_{o,T}$ de ordinul zecilor de ohmi. Deoarece $R'_{o,T} \ll R_E$, din relația (13.28) rezultă $R'_o \cong R'_{o,T}$. Rezistența minimă care se poate obține (pentru $R_C = 0$) este

$$(R'_{o,T})_{\min} = \frac{h_{oe}}{h_{fe} + 1} = \text{rezistența de intrare emitor-bază în conexiunea bază. comună} \quad (h_{oe} \cong 0). \quad (13.30)$$

○ Concluziile la calculele de mai sus sînt următoarele: etajul se atacă în tensiune;

- dacă ieșirea este în emitor, atunci trebuie citit în tensiune;
- dacă ieșirea este în colector și R_C nu face parte din etaj (trebuie privită ca o rezistență de sarcină) atunci etajul se citește în curent.

● Dacă R_C nu face parte din etaj, se poate defini o amplificarea transadmitanță (fig. 13.12):

$$\underline{A}_Y = \frac{I_2}{V_1} = \frac{I_2}{I'_1} \cdot \frac{I'_1}{V_1} = h_{fe} \frac{1}{R_{o,T}} \cong \frac{h_{fe}}{(h_{fe} + 1) R_E} \cong \frac{1}{R_E}. \quad (13.31)$$

Expresia simplă a lui \underline{A}_Y cere o interpretare directă. Într-adevăr, tensiunea de intrare apare practic nemodificată (repetată) în emitor

$$\underline{A}'_V = \frac{V_2}{V_1} = \frac{(h_{fe} + 1) R_E}{h_{oe} + (h_{fe} + 1) R_E} \lesssim 1 \quad (13.32)$$

(s-a neglijat efectul lui h_{oe} în schema din figura 13.10, b). Ca urmare, curentul de ieșire, identic cu curentul alternativ de colector și aproximativ egal cu cel din emitor, este egal cu $V_2/R_E \cong V_1/R_E$, de unde $\underline{A}_Y \cong 1/R_E$.

● Dacă R_C este inclus în etaj, semnalul de ieșire în colector poate fi citit și în tensiune. Definim prin urmare amplificarea în tensiune

$$\underline{A}_V = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-h_{fe} R_C}{h_{oe} + (h_{fe} + 1) R_E} \cong - \frac{h_{fe} R_C}{(h_{fe} + 1) R_E} \cong - \frac{R_C}{R_E} \quad (13.33)$$

(din nou s-a neglijat h_{oe} în figura 13.10, b).

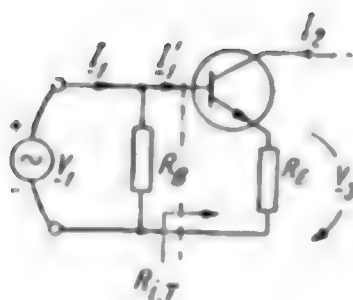


Fig. 13.12

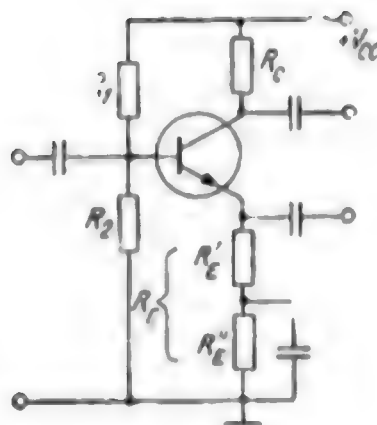


Fig. 31.13

Relația (13.33) necesită un comentariu special. Constatăm mai întâi că A_v devine aproape independent de parametrii tranzistorului. Prețul plătit pentru aceasta este reducerea mărimii amplificării.

În capitoul următor vom arăta că de fapt am „descabibilizat” amplificarea printr-o reacție negativă (aplicată prin R_E).

Dacă dorim să obținem o amplificare ceva mai mare, vom decupla parțial rezistența totală din emitor, așa cum se arată în figura 13.13. În calculele de curent alternativ va apărea numai R_E' , care ia locul lui R_E în formulele din acest paragraf. În acest fel putem scrie $|A_v| \cong R_C/R_E' \gg 1$, menținând $R_E = R_E' + R_E''$ la o valoare suficient de mare pentru o stabilizare comodă a punctului static de funcționare.

O a doua observație interesantă este următoarea. Dacă alegem $R_C = R_E$, atunci formula (13.33) dă $V_2 \cong -V_1$ în timp ce (relația (13.32)) $V_2 \cong V_1$. Ca urmare, în emitor și în colector putem culege simultan tensiuni de aceeași mărime, dar de fază opuse. În context etajul se numește etaj cu sarcină distribuită (în colector și în emitor) sau etaj defazor. Cele două tensiuni în antifază sînt utile pentru atacul altor circuite electronice*.

○ **Observație.** Cele două tensiuni provin de la generatoare echivalente cu rezistențe interne complet diferite, ceea ce constituie o limitare importantă (etajul nu poate fi „încărcat” la fel în emitor și în colector)**.

13.3.4. Etaj cu tranzistor în conexiunea CC (repetor pe emitor)

Figura 13.14, a arată un etaj de amplificare cu tranzistor în conexiunea colector comun (CC). Polarizarea tranzistorului este aceeași ca în conexiunea EC. Schema de curent alternativ apare în figura 13.14, b (toate condensatoarele din schemă se comportă ca niște scurtcircuite). Este clar faptul că intrarea nu mai este separată de ieșire (etajul nu este un amplificator unidirecțional), deși reacția internă în tranzistor s-a neglijat ($h_{re} \cong 0$).

* În locul unui transformator cu priză mediană.

** Montajul poate fi completat cu un repetor pe emitor conectat în colectorul tranzistorului din figura 13.10, a, cu scopul de a reduce rezistența de ieșire (paragraful 13.3.4).

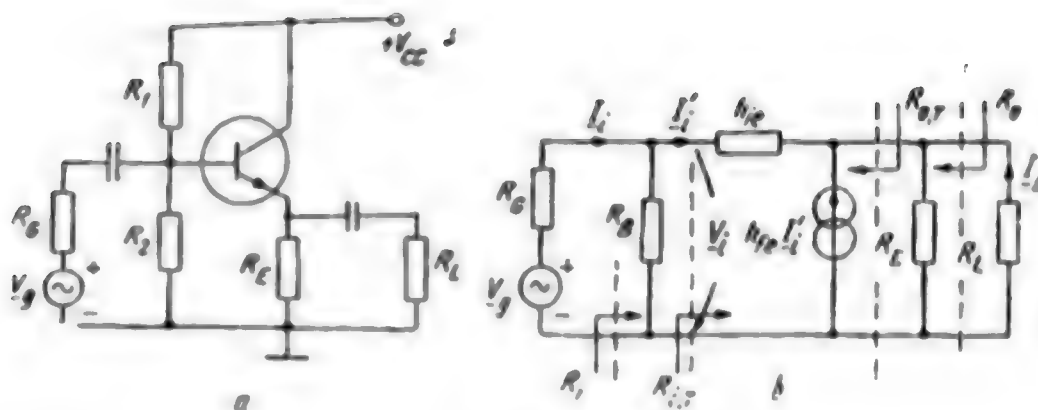


Fig. 13.14

- Rezistența de intrare se calculează astfel: ($1/h_{ie} \gg R_B, R_L$)

$$R_{i,T} = \frac{V_t}{I_t} = h_{ie} + (h_{fe} + 1) \frac{R_E R_L}{R_E + R_L} \quad (13.34)$$

$$R_i = \frac{V_t}{I_t} = \frac{R_B R_{i,T}}{R_B + R_{i,T}} \lesssim R_B, \quad R_B \ll R_{i,T}, \quad (13.35)$$

deci mărimea ei este limitată de rezistențele divizorului din bază. La fel ca la etajul cu sarcină distribuită, vom considera un atac în tensiune.

- Rezistența de ieșire se calculează exact ca în paragraful precedent (fig. 13.11, b). Obținem

$$R_o = \frac{R_E R_{o,T}}{R_E + R_{o,T}}, \quad R_{o,T} = \frac{h_{ie} + R'_G}{h_{fe} + 1}, \quad R'_G = \frac{R_G R_B}{R_G + R_B}, \quad (13.36)$$

deci o rezistență de ieșire foarte mică.

● **Amplificarea în tensiune.** Cu o rezistență de intrare mare și o rezistență de ieșire mică, acest circuit candidează pentru titlul de *amplificator ideal de tensiune*. Totuși, amplificarea sa este ușor subunitară

$$\underline{A}_v = \frac{(h_{fe} + 1) R'_E}{h_{ie} + (h_{fe} + 1) R'_E} \lesssim 1, \quad R'_E = \frac{R_E R_L}{R_E + R_L}, \quad (13.37)$$

deci de fapt etajul nu amplifică în tensiune*.

- Amplificarea în curent este (fig. 13.14, b)

$$\underline{A}_I = \frac{I_L}{I_i} = - (h_{fe} + 1) \frac{R_E}{R_E + R_L} \cdot \frac{R_B}{R_B + R_{i,T}}. \quad (13.38)$$

Se observă că o parte din amplificarea în curent a tranzistorului ($h_{fe} + 1$) se pierde prin divizarea curentului atât la intrarea, cât și la ieșirea etajului. Dacă $R_{i,T} \approx (h_{fe} + 1) R'_E \gg R_B$, atunci

$$\underline{A}_I \approx - \frac{R_B}{R_L} \quad (13.39)$$

* Dacă $R'_E (h_{fe} + 1) \gg h_{ie}$, etajul poate fi considerat un *repetor de tensiune*.

și se poate obține o amplificare mult supraunitară, dar sensibil mai mică decât $h_{fe} + 1$.

O pierdere substanțială de curent apare datorită divizorului de tensiune care polarizează baza. Dacă renunțăm la divizor și folosim o singură rezistență în bază (fig. 5.53), aceasta are o valoare mare și efectul de scurtcircuitare este mai redus*. Dezavantajul constă însă în sensibilitatea punctului de funcționare la condițiile de lucru și la dispersia parametrilor.

O pierdere de curent apare și prin divizarea curentului alternativ de emitor între rezistența de sarcină R_L și rezistența din emitor, R_E . Nu putem alege $R_E \gg R_L$ deoarece atunci crește foarte mult căderea de tensiune continuă pe R_E .

Pentru a înțelege mai bine natura problemelor care apar, vom lua un exemplu numeric. Vom presupune de pildă că pe $R_L = 200 \Omega$ trebuie să obținem o tensiune cu amplitudinea de 4 V.

Amplitudinea curentului I_L este atunci de 20 mA. Dacă alegem $R_E = 200 \Omega$, atunci curentul de emitor va avea amplitudinea de 40 mA, iar curentul continuu de emitor trebuie să depășească 40 mA pentru a evita tăierea curentului (deci distorsionarea semnalului). Dacă ne luăm o marjă de siguranță: $I_E = 50$ mA, constatăm că numai pe R_E căderea de tensiune este de 10 V.

Dacă am lua $R_E = 2 \text{ k}\Omega \gg R_L$, atunci am avea de pildă $I_E = 25$ mA și $R_E I_E = 50$ V, cădere de tensiune inadmisibil de mare.

Exemplul de mai sus sugerează ideea că R_E ar trebui să fie o rezistență neliniară: mare în curent alternativ și mică în curent continuu. O soluție de principiu o constituie înlocuirea lui R_E cu un generator de curent. Acest generator ar asigura polarizarea tranzistorului la un curent bine determinat. Pe de altă parte s-ar elimina pierderea de curent alternativ la ieșirea tranzistorului (I_L ar fi practic egal cu curentul alternativ de emitor).

● **Etaj de amplificare în conexiune CC cu generator de curent în emitor.** Ideea generatorului de curent este folosită în schema din figura 13.15. Aici T_1 este tranzistorul amplificator (conexiune CC). Avem $I_{C2} \cong I_{E2} \cong I_{C1}$, unde I_{C2} este stabilizat prin circuitul de polarizare format din $R_1, R_2, R_3, R_4, V_{CC}$. Rezistența de intrare în tranzistor este $R_{i,T} = h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_L \cong (h_{fe} + 1)R_L$.

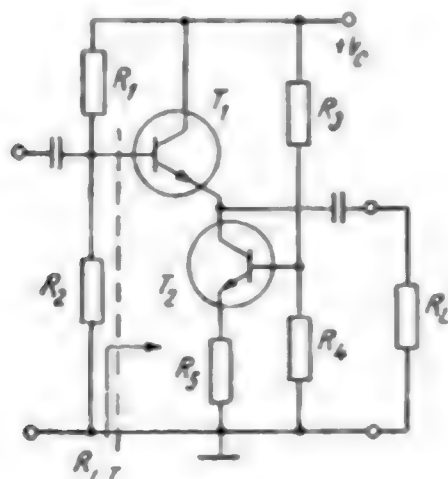


Fig. 13.15

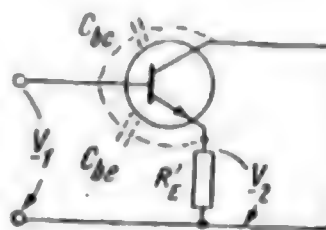


Fig. 13.16

* Prin aplicarea tehnicii „bootstrap” (care va fi descrisă ulterior) efectul rezistențelor de polarizare a bazei poate fi practic eliminat.

● **Utilizări ale etajului repetor pe emitor.** Repetorul este folosit ca *etaj de ieșire* (de amplificare în putere). Etajul permite debitarea unui curent alternativ important printr-o rezistență de sarcină de valoare relativ mică fără ca amplitudinea tensiunii să scadă apreciabil (în acest sens putem vorbi de o adaptare la sarcină).

O altă aplicație este ca *etaj de intrare cu impedanță de intrare mare*.

Etajul repetor pe emitor este numit uneori și *transformator de impedanță*. Într-adevăr, rezistența de sarcină a repetorului apare multiplicată la intrarea acestuia (a se vedea mai sus). Pe de altă parte, rezistența internă a sursei de semnal, R_G , apare divizată la ieșirea etajului (formula 13.36).

În aceeași ordine de idei atragem atenția asupra faptului că etajul oferă o *capacitate de intrare* C_i mică. Dacă notăm cu C_{be} și C_{bc} capacitățile tranzistorului (fig. 13.16) și estimăm efectul acestora admitind că amplificarea în tensiune nu este sensibil modificată față de valoarea sa de la frecvențe joase, putem aplica teorema Miller (paragraful 5.9.5) și găsim:

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - \underline{A}_v) = C_{be} + C_{bc} \frac{h_{ie}}{h_{ie} + (h_{fe} + 1)R'_E}, \quad (13.40)$$

deci efectul capacității C_{bc} este mult micșorat (a se compara cu rezultatele din paragraful 5.10.2).

13.3.5. Etaj cu tranzistor în conexiunea bază-comună (BC)

Figura 13.17, *a* reprezintă un etaj BC unde tranzistorul este polarizat cu două surse de alimentare. O singură sursă însă este suficientă (fig. 13.17, *b**). În ambele cazuri, schema de curent alternativ este cea din figura 13.17, *c*. Înlocuind și tranzistorul cu circuitul său echivalent obținem schema definitivă din figura 13.17, *d*. Pentru început, în calculele de c.a., vom neglija efectul lui h_{oe} , urmînd să justificăm apoi aceasta prin calcul.

● **Rezistența de intrare a tranzistorului va fi:**

$$R_{i,T} = \frac{V_i}{I_i} = \frac{-h_{ie}I_b}{-(h_{fe} + 1)I_b} = \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \quad (13.41)$$

(rezistența de intrare în conexiunea bază comună este mică, de ordinul zecilor de ohmi pentru tranzistor de mică putere). Ca urmare, rezistența de intrare a etajului

$$R_i = \frac{V_i}{I_i} = \frac{R_E R_{i,T}}{R_E + R_{i,T}} \lesssim R_{i,T}, \quad R_E \gg R_{i,T}. \quad (13.42)$$

Deoarece *rezistența de intrare este foarte mică*, este normal să atacăm etajul în curent.

● **Rezistența de ieșire** (fig. 13.17, *d*) este

$$R_o = \left. \frac{V_o}{I_o} \right|_{I_i=0} \cong R_C, \quad (h_{oe} \cong 0). \quad (13.43)$$

* Condensatorul pus în paralel cu R_i înlocuiește una dintre sursele de alimentare.

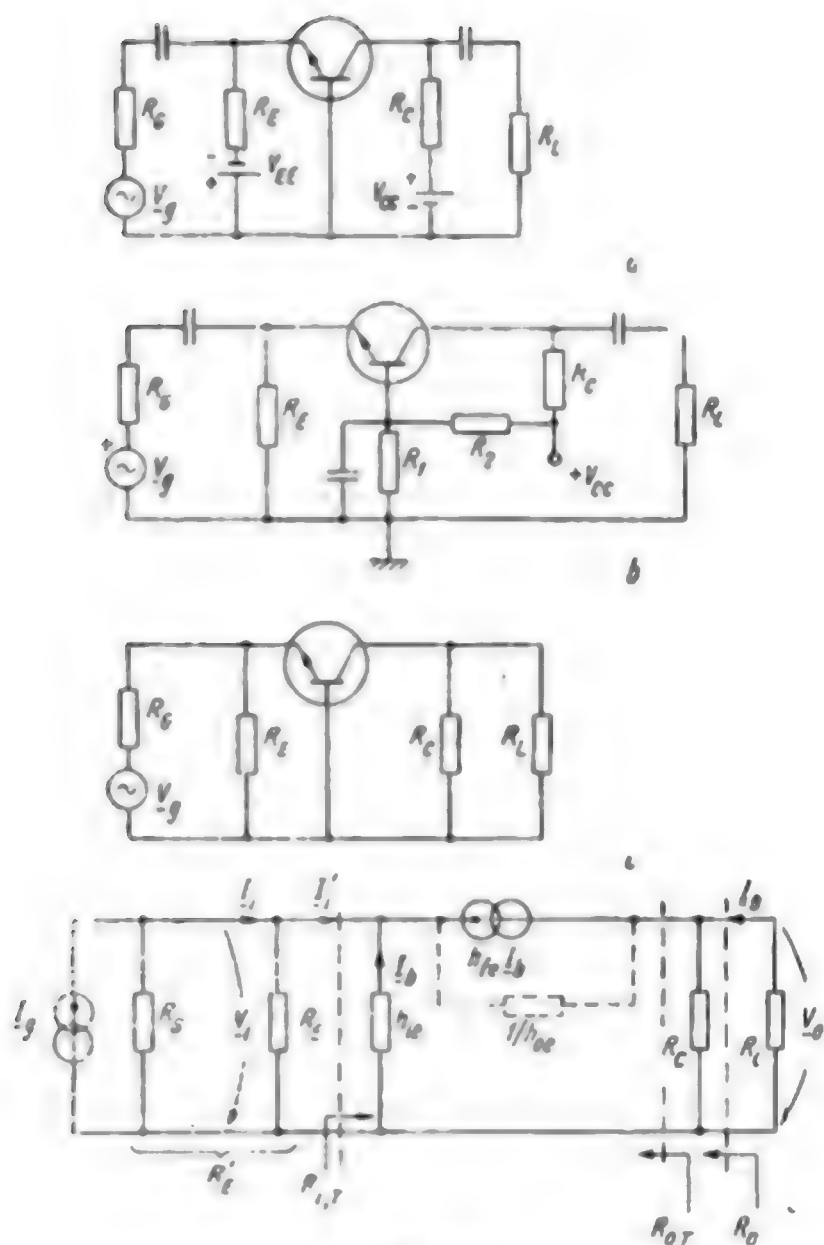


Fig. 13.17

Considerind R_C drept rezistență de sarcină, atunci *rezistența de ieșire* din tranzistor este foarte mare ($R_{o,T} \rightarrow \infty$ dacă $h_{oe} \rightarrow 0$). Pentru a estima ordinul de mărime, vom presupune $h_{oe} \neq 0$. Calculele dau

$$R_{o,T} = \left. \frac{V_o}{I_o'} \right|_{I_g=0} = \frac{1}{h_{oe}} \left(1 + \frac{h_{fe} R_E'}{R_E' + h_{ie}} \right) + \frac{R_E' h_{ie}}{R_E' + h_{ie}}, \quad (13.44)$$

$$R_E' = \frac{R_E R_C}{R_E + R_C},$$

expresie în care al doilea termen se poate neglija. Valoarea maximă a rezistenței de ieșire este

$$(R_{o,T})_{\max} = R_{o,T}|_{R_E \rightarrow \infty} = \frac{h_{fe} + 1}{h_{oe}} \gg \frac{1}{h_{oe}} \quad (13.45)$$

și poate atinge cîțiva megaohmi.

● **Amplificarea în curent.** Cu rezistența de intrare foarte mică și rezistență de ieșire foarte mare, etajul *BC* se apropie de un *amplificator ideal de curent*. Totuși amplificarea în curent a tranzistorului propriu-zis este subunitară ($h_{fe}/(h_{fe} + 1)$) dacă se neglijează h_{oe} deci etajul nu poate fi considerat un *amplificator de curent*. Caracterul „ideal” al blocului amplificator constă în independența amplificării în curent (subunitară) de circuitul exterior*.

● **Amplificarea în tensiune.** Etajul amplifică în tensiune. Din figura 13.17, *a*, cu $h_{oe} \approx 0$ se poate scrie :

$$\underline{A}_V = \frac{V_o}{V_i} = \frac{-h_{fe}I_b R_C}{-h_{ie}I_b} = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} R_C \gg 1. \quad (13.46)$$

Amplificarea în tensiune are aceeași expresie ca cea a etajului *EC* (paragraful 13.3.2), cu excepția semnului.

În acest moment estimăm efectul lui h_{oe} . Curentul care se scurge prin această conductanță este $h_{oe}(V_o - V_i) \approx h_{oe}V_o$. În timp ce generatorul de curent $h_{fe}I_b$ furnizează curentul $h_{fe}I_b/h_{ie} = h_{fe}V_o/\underline{A}_V h_{ie} \approx h_{fe}V_o/h_{ie} R_C = V_o/R_C$. Deoarece $h_{oe} \ll \frac{1}{R_C}$, curentul prin conductanța h_{oe} se poate neglija.

● Etajul *BC* care încorporează rezistența R_C (deci $R_o \approx R_C$) ar mai putea fi privit ca un *amplificator transrezistență*. El furnizează la bornele unei rezistențe $R_L \gg R_C$ amplasate în paralel cu R_C o tensiune $V_o \approx -h_{fe}I_b R_C \approx I_i R_C \approx I_i R_C$ și deci

$$\underline{A}_R = \frac{V_o}{I_i} \approx R_C. \quad (13.47)$$

13.4. ETAJE COMPUSE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

Există grupuri de câte două etaje care se întâlnesc frecvent în schemele de amplificatoare (inclusiv în cele integrate). Este convenabil să le privim ca un unic etaj „compus”, cu atât mai mult cu cât polarizarea celor două tranzistoare este inseparabilă.

13.4.1. Etaje compuse CC—EC și CC—CC

● **Combinăția colector comun (CC) — emitor comun (EC)** este reprezentată în figura 13.18, *a*. Generatorul de curent continuu, I_0 , este necesar pentru polarizarea lui T' . El poate fi realizat în versiunile discutate în capitolul 5. În forma cea mai simplă, acesta este o rezistență, R , prin care curge curentul $V_{BE}'/R \approx \text{const.}$ Colectorul lui T'' va fi legat la tensiunea de alimentare printr-o rezistență de sarcină oarecare.

Schema de curent alternativ apare în figura 13.18, *b*.

* Notăm ineficiența conectării etajelor *BC* în cascadă! (propunem să se analizeze drept exercițiu).

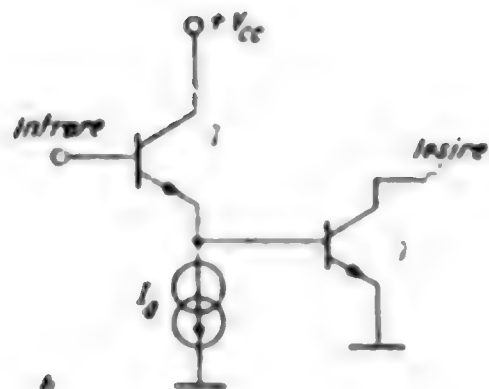


Fig. 13.18

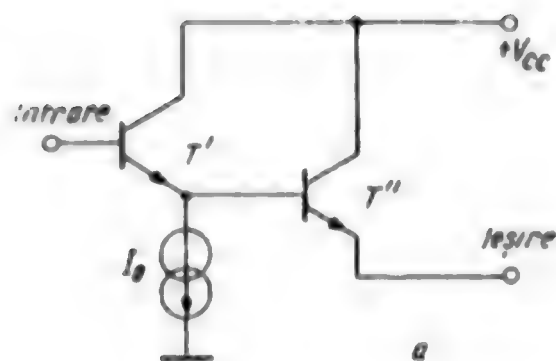
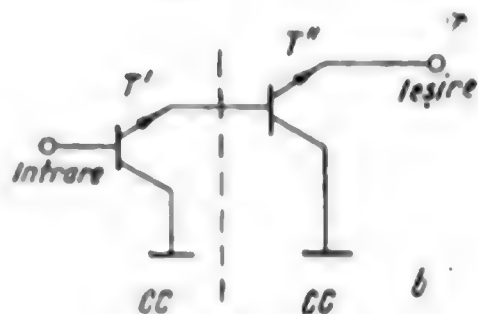
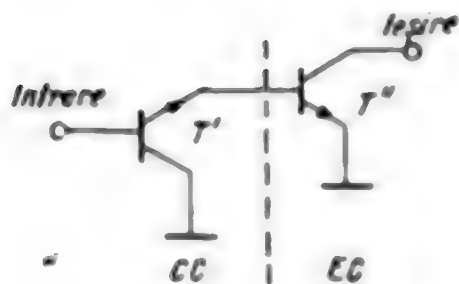


Fig. 13.19



Ținând seama de proprietățile etajelor CC și EC, putem afirma următoarele. Etajul compus are o rezistență de intrare mare (sute de $k\Omega$) și o rezistență de ieșire moderată (zeci de $k\Omega$). Ca urmare, poate fi privit ca un amplificator transadmitanță dacă lucrează pe o rezistență de sarcină de ordinul kilohmilor. Mărimea amplificării este practic egală cu panta celui de-al doilea tranzistor, T'' (primul tranzistor, T' , mărește impedanța de intrare și permite atacul în tensiune).

Ambele tranzistoare amplifică în curent, în tensiune — numai al doilea.

● Figura 13.19, a arată o combinație CC—CC. Rezistența de sarcină se conectează în emitorul celui de al doilea tranzistor. Schema de curent alternativ apare în figura 13.19, b. Impedanța de intrare este foarte mare, iar cea de ieșire — foarte mică. Circuitul este aproape un amplificator ideal de tensiune, dar cu amplificare subunitară. Are o amplificare în curent foarte mare (ambele tranzistoare amplifică).

Așa-numita conexiune Darlington (fig. 13.20, a) reprezintă un caz particular al circuitului din figura 13.19, a.

○ Notă. Deoarece în această situație curenții de colector ai celor două tranzistoare sunt mult diferiți, se preferă introducerea unei rezistențe R (fig. 13.20, b) care joacă rolul unui generator de curent, v_{BE}''/R .

● Tranzistorul echivalent. Cazurile discutate mai sus pot fi generalizate ca în figura 13.21, a. Generalizarea constă în faptul că atât colectorul, cât și emitorul, sunt în principiu disponibile pentru culegerea semnalului de ieșire.

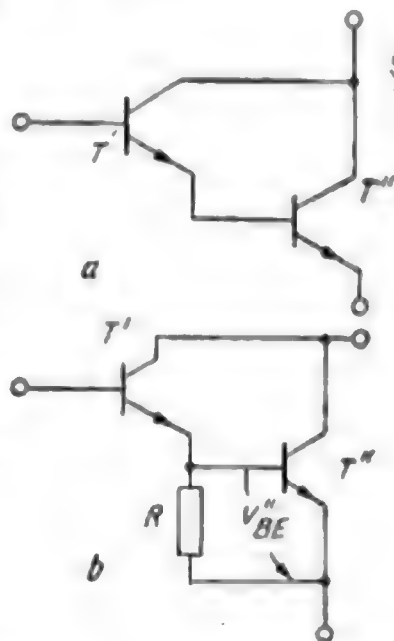


Fig. 13.20

- rezistența de ieșire scade datorită reacției negative prin h'_{oe} ;
- capacitatea de intrare crește datorită lui C_{ce} (pentru T') care lucrează ca o capacitate de reacție.

13.4.2. Etaj compus EC-BC (cascod)

În figura 13.23, a este reprezentată combinația de conexiuni EC-BC.

● **Rezistența de intrare.** Din schema de curent alternativ figura 13.23, b, rezultă

$$R_i = \frac{V_1}{I_1} = h_{ie} \quad (13.51)$$

deci o rezistență de intrare moderată.

● **Rezistența de ieșire** se determină de pe figura 13.23, c:

$$R_o = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{V_1=0} \cong h'_{oe} + \frac{1 + h'_{fe}}{h'_{oe}} \cong \frac{1 + h'_{fe}}{h'_{oe}} \quad (13.52)$$

(neglijind succesiv h'_{oe} și apoi h'_{ie}). Se obține astfel rezistența de ieșire a tranzistorului în conexiunea BC, cu emitorul în gol.

● **Particularități.** Combinația EC-BC poate fi privită eventual ca un *amplificator de curent*. Cu presupunerile $h'_{oe} \cong 0$, $h'_{oe} \ll 1/h_{ie}$ și $h'_{fe} \gg 1$ obținem $A_I \cong h'_{fe}$. Ca urmare, se obține un amplificator cu proprietăți similare unui etaj EC, cu excepția *rezistenței de ieșire* care este *neobișnuit de mare*.

Un al doilea avantaj al montajului este acela că *tensiunea de la ieșire* poate atinge valori mai mari decât în conexiunea EC (tensiunea limită în conexiunea BC este apreciabil mai mare — v. capitolul 5).

O a treia particularitate a etajului cascod este legată de *capacitatea de intrare*, care are valori mai mici. Pentru a explica acest lucru, vom calcula

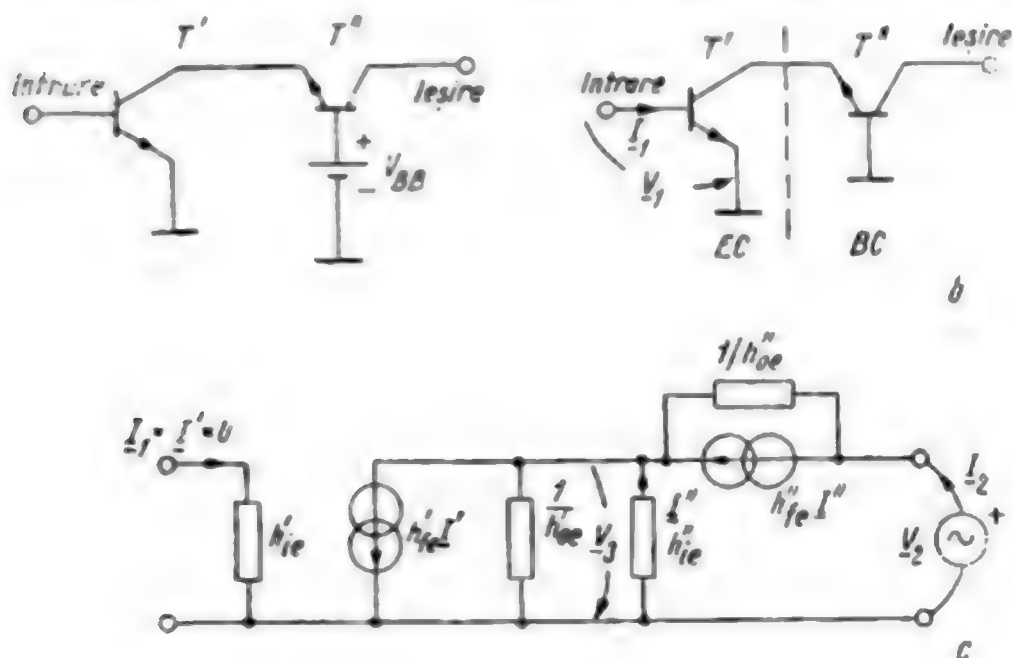


Fig. 13.23

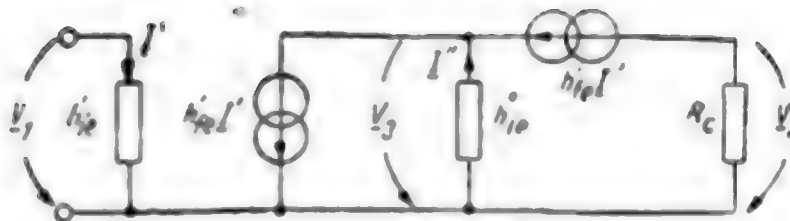


Fig. 13.24

amplificarea în tensiune a celor două etaje pe circuitul echivalent din figura 13.24. Aici s-a presupus că T'' lucrează pe sarcina R_C și s-au neglijat $h_{oe} \cong 0$, $h_{oe}'' \cong 0$. Amplificarea celui de-al doilea etaj este

$$\underline{A}_V' = \frac{V_2}{V_3} = \frac{h_{fe}''}{h_{ie}''} R_C \quad (13.53)$$

în timp ce primul etaj, care lucrează pe $R_i' = h_{ie}'/(h_{fe}' + 1)$, are amplificarea

$$\underline{A}_V = \frac{V_3}{V_1} = -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot \frac{h_{ie}''}{h_{fe}'' + 1} \quad (13.54)$$

Presupunind, pentru simplitate, că cele două tranzistoare au aceeași parametri hibridi (figura 13.23, a arată că ele lucrează la același curent de polarizare), rezultă

$$\underline{A}_V' = -\frac{h_{fe}}{h_{fe} + 1} \cong -1, \quad \underline{A}_V = \underline{A}_V' \underline{A}_V' = -\frac{h_{fe}^2 R_C}{h_{ie}(h_{fe} + 1)} \cong -\frac{h_{fe} R_C}{h_{ie}} \quad (13.55)$$

Capacitatea de intrare a etajului, calculată cu teorema Miller, este

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - \underline{A}_V') \cong C_{be} + 2C_{bc} \quad (13.56)$$

deci capacitatea de reacție bază-colector este multiplicată abia cu 2 (slab efect Miller).

Mai menționăm încă o particularitate a etajului cascod, și anume faptul că *amplificarea de tensiune în gol are valori foarte ridicate*. Dacă $I_1 = 0$, atunci (fig. 13.23)

$$V_2 \cong \frac{1}{h_{oe}'} (-h_{fe}' I') = \frac{h_{fe}'}{h_{oe}' h_{ie}'} V_3 \quad (13.57)$$

Primul etaj lucrează pe o rezistență egală cu h_{ie}' și are amplificarea $-h_{fe}' h_{oe}'/h_{ie}'$. Ca urmare, amplificarea totală este

$$\underline{A}_V = -\frac{h_{fe}' h_{fe}''}{h_{ie}' h_{ie}''} \quad (13.57')$$

și poate fi, de pildă, cu două ordine de mărime mai mare decât cea furnizată de un etaj EC (relația 13.18) sau BC (relația 13.56).

Pentru $h_{fe}' = h_{fe}'' = 100$, $h_{ie}' = 2,5 \text{ k}\Omega$, $1/h_{oe}' = 50 \text{ k}\Omega$, obținem $\underline{A}_V = -2 \cdot 10^4$.

Funcționarea în condiții apropiate de gol a circuitului din figura 13.23, a este posibilă pe o așa-zisă „sarcină activă”, care oferă o rezistență foarte

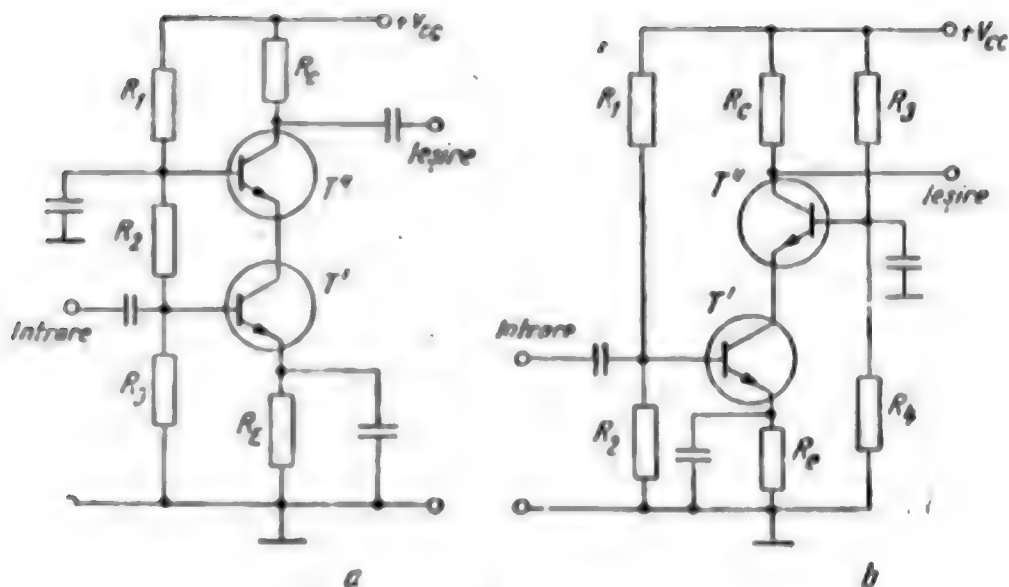


Fig. 13.25

mare în curent alternativ (se poate folosi un tranzistor *pnp* legat cu T'' colector la colector).

Figura 13.25 arată două versiuni de polarizare a etajului cascod. Toate condensatoarele sînt scurtcircuitate în domeniul de frecvențe de lucru.

13.4.3. Etaj compus CC—BC (cu cuplaj pe emitor)

Figura 13.26, *a* reprezintă schema de principiu a unui etaj cu cuplaj pe emitor. Schema de curent alternativ apare în figura 13.26, *b*. Înlocuind și tranzistoarele cu circuitele echivalente, obținem circuitul din figura 13.27.

Admitem că în colectorul lui T'' apare sarcina R_C . Neglijăm efectul ui h'_{oe} și h'_{os} .

● **Rezistența de intrare** în T'' este $h'_{ie}/(h'_{fe} + 1)$. Rezistența de intrare a etajului compus este deci

$$R_i = \frac{V_1}{I_1} = h'_{ie} + (h'_{fe} + 1) \frac{h'_{ie}}{h'_{fe} + 1}. \quad (13.58)$$

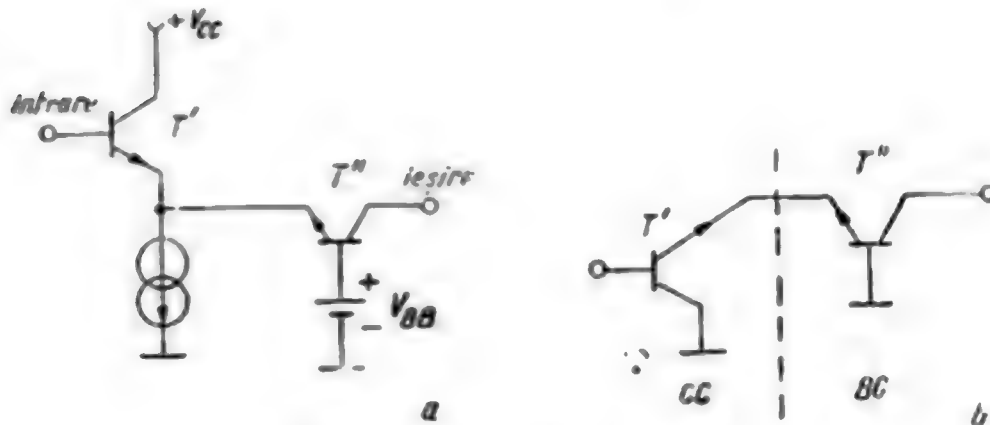


Fig. 13.26

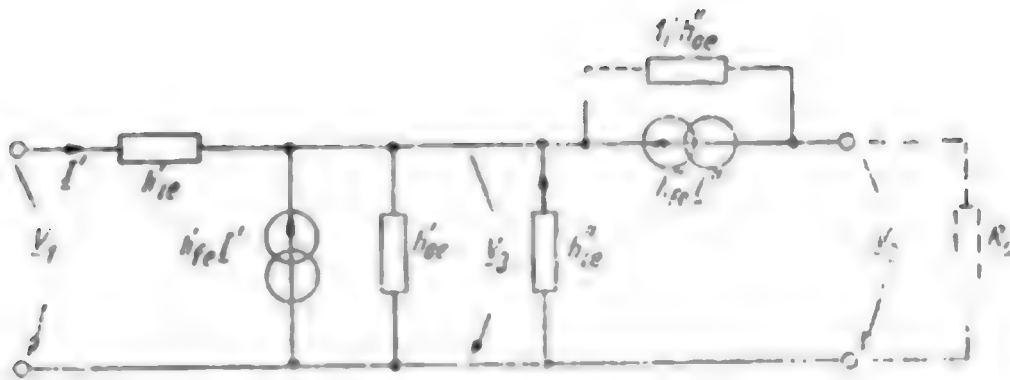


Fig. 13.27

Dacă parametrii celor două tranzistoare sînt identici, atunci $R_i = 2 h_{ie} \approx 2 h_{ie}'$.

● **Amplificarea în tensiune.** Amplificarea primului etaj este (a se vedea relația (13.37))

$$\underline{A}_v = \frac{V_2}{V_1} = - \frac{(h_{fe}' + 1) \frac{h_{oe}'}{h_{fe}' + 1}}{h_{ie}' + (h_{fe}' + 1) \frac{h_{ie}'}{h_{fe}' + 1}} \quad (13.59)$$

și, dacă parametrii sînt egali, rezultă $\underline{A}_v \approx 1/2$, deci etajul CC nu mai funcționează ca repetor pe emitor (deoarece lucrează pe o rezistență de sarcină foarte mică: rezistența de intrare în etajul BC). La fel ca la montajul cascodel, efectul Miller este redus.

Amplificarea totală este

$$\underline{A}_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_2}{V_2} \cdot \frac{V_2}{V_1} = \frac{h_{fe}'}{h_{ie}'} R_C \underline{A}_v' \quad (13.60)$$

și, dacă parametrii tranzistoarelor sînt identici,

$$\underline{A}_v = \frac{h_{fe}}{2h_{ie}} R_C \approx \frac{g_m R_C}{2}. \quad (13.60')$$

● **Amplificarea în curent** a montajului cu cuplaj pe emitor este de ordinul lui h_{fe} .

● Dacă etajul este atacat în curent, atunci **rezistența de ieșire** (evaluată cu intrarea în gol: $I' = 0$) este $(h_{fe}' + 1)/h_{oe}'$, adică rezistența de ieșire a tranzistorului T'' în conexiunea BC.

● **Particularități.** Proprietățile circuitului cu cuplaj pe emitor sînt apropiate de cele ale montajului cascodel. Are față de acesta avantajul unei tensiuni de alimentare mai mici (cele două tranzistoare nu mai sînt conectate în serie, ci în paralel).

Figura 13.28 reprezintă o schemă completă. Generatorul de curent este realizat cu ajutorul rezistenței R_E , parcurse de curentul

$$I_0 \approx \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_E}, \quad V_{BB} = \frac{R_2 V_{CC}}{R_1 + R_2}. \quad (13.61)$$

Schema studiată provine prin asimetrizarea schemei de amplificator diferențial (a se vedea figura 5.39): colectorul primului tranzistor este legat direct la sursa de alimentare (deci la masă în curent alternativ).

Schema cu cuplaj pe emitor, atît în varianta simetrică (amplificator diferențial), cît și în cea asimetrică, este larg folosită în electronică. În afară de amplificatoare, menționăm: circuite de limitare a semnalului, circuite basculante (amplificator cu reacție pozitivă), circuite logice, oscilatoare.

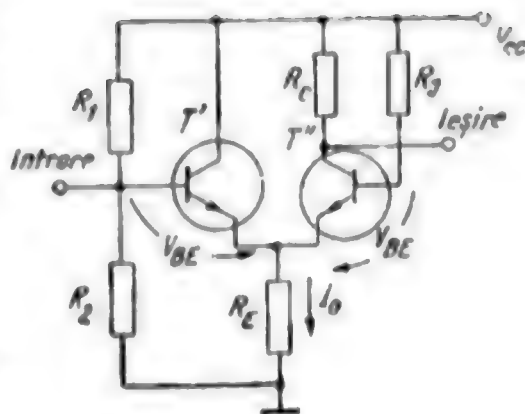


Fig. 13.28

13.5. ETAJE CU IMPEDANȚĂ DE INTRARE MARE

13.5.1. Schemă bootstrap cu tranzistor bipolar

În paragraful 13.3.4 am arătat cum impedanța mare de intrare a tranzistorului în conexiunea colector comun (repetor pe emitor) este scurtcircuitată de rezistențele divizorului din bază. Acest dezavantaj poate fi eliminat prin modificarea circuitului de polarizare a bazei.

Schema de polarizare din figura 13.29, *a* se echivalează în curent continuu cu cea din figura 13.29, *b*, care este practic identică cu cea uzuală. Schema puțin mai complicată din figura 13.29, *a* este mai versatilă: semnalul va fi aplicat tot în bază, dar punctul *X* va fi scurtcircuitat la emitor printr-un condensator, așa cum se arată în schema completă din figura 13.30, *a*.

Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.30, *b*, unde

$$R'_E = \frac{R_E R_{L,2}}{R_E + R_{L,2}} \lesssim R_E, \quad R_{L,2} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \gg R_E, \quad (13.62)$$

deoarece R_1, R_2 sînt mari, de același ordin de mărime ca și în cazul divizorului, obișnuit de polarizare a bazei.

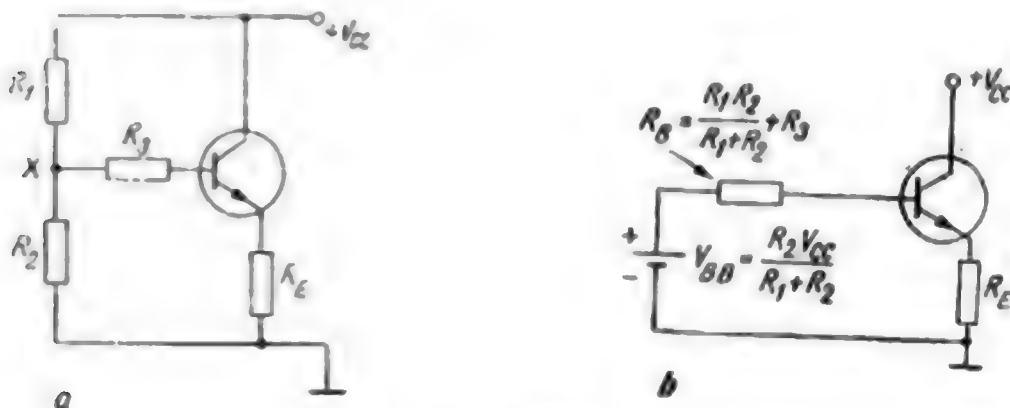


Fig. 13.29

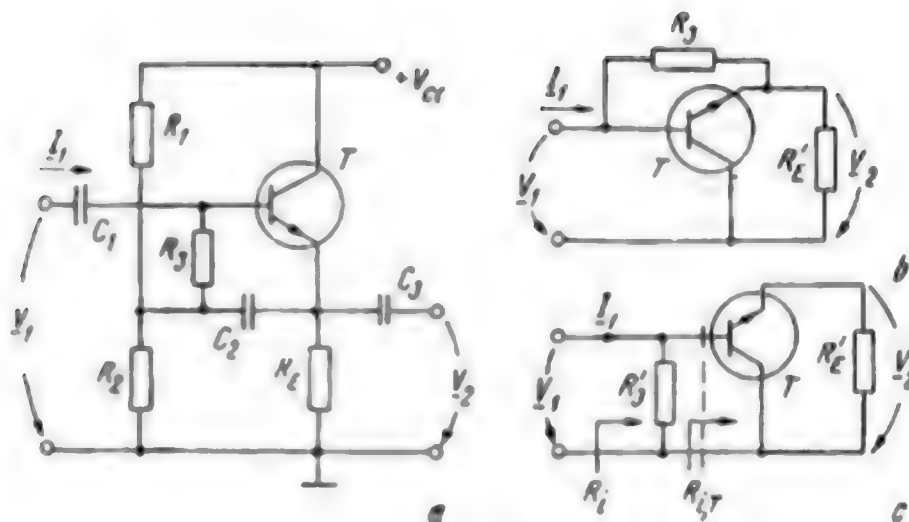


Fig. 13.30

Rezistența R_3 apare în paralel cu rezistența h_{ie} (mult mai mică) din circuitul echivalent al tranzistorului. Putem presupune că efectul lui R_3 asupra amplificării tranzistorului este redus. Ca urmare

$$\underline{A}_v = \frac{V_2}{V_1} \approx -\frac{(h_{fe} + 1)R'_E}{h_{ie} + (h_{fe} + 1)R'_E}. \quad (13.63)$$

Aplicând teorema lui Miller rezistenței R_3 din figura 13.30.b, se obține rezistența echivalentă R'_3 din figura 13.30. c :

$$R'_3 = \frac{R_3}{1 - \underline{A}_v} = R_3 \left[1 + (h_{fe} + 1) \frac{R'_E}{h_{ie}} \right] \approx (h_{fe} + 1) \frac{R_3 R'_E}{h_{ie}}. \quad (13.64)$$

Impedanța de intrare este (fig. 13.30. c)

$$R_i = \frac{V_1}{I_1} = \frac{R'_3 R_{i,T}}{R'_3 + R_{i,T}}, \quad R_{i,T} = h_{ie} + (h_{fe} + 1) R'_E \approx (h_{fe} + 1) R'_E. \quad (13.65)$$

Putem scrie

$$R'_3 \approx R_{i,T} \frac{R_3}{h_{ie}} \gg R_{i,T}, \quad (13.66)$$

deoarece $R_3 \gg h_{ie}$. Ca urmare, $R_i \approx R_{i,T}$ și efectul rețelei de polarizare a bazei este practic eliminat.

Remarcăm totuși că $R'_E < R_E$, scădere datorată unui slab efect de scurtcircuitare dat de R_1 și R_2 .

Rezistențele $R_{i,T}$ uzuale sînt de sute de kilohmi. Rezistențe mai mari se pot obține utilizînd un tranzistor compus (conexiune Darlington). Totuși, rezistența colector bază a primului tranzistor (de ordinul MΩ) nu poate fi depășită.

Metoda folosită (fig. 13.30, a) se numește *tehnica bootstrap* sau *metoda urmării de potențial*. Într-adevăr, efectul lui R_2 asupra impedanței de intrare este neglijabil, deoarece curentul care se scurge prin această rezistență este redus. Curentul este mic la rîndul lui deoarece $V_2 \cong V_1$ (emitorul urmărește potențialul bazei).

13.5.2. Schemă bootstrap cu tranzistor cu efect de cîmp

O tehnică similară se aplică etajului drenă comună cu TÎCJ, așa cum se arată în figura 13.31, a. Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.31, b, unde $R'_2 \cong R_2$ (efectul lui R_1 și R_3 în paralel cu R_2 este cu totul neglijabil — diferențe de ordine de mărime).

Amplificarea în tensiune este (neglijînd r_d și efectul lui R_3)

$$\underline{A}_V = \frac{V_2}{V_1} \cong \frac{g_m R_2}{1 + g_m R_2}. \quad (13.67)$$

Aplicînd teorema lui Miller, obținem la intrare (fig. 13.31, c)

$$R'_2 = \frac{R_2}{1 - \underline{A}_V} = (1 + g_m R_2) R_2 \gg R_2. \quad (13.68)$$

Deși efectul rezistențelor de polarizare este mai redus prin aplicarea tehnicii bootstrap, totuși există unele motive de insatisfacție, și anume:

— rezistența de intrare a tranzistorului, care este foarte mare (de exemplu $10^9 \text{ M}\Omega$), continuă să fie scurtcircuitată prin efectul rezistențelor de polarizare (R'_2 din (13.68) nu poate depăși zeci de megaohmi);

— rezistența de intrare $R_i \cong R'_2 \cong g_m R_2 R_E$ depinde sensibil de punctul static de funcționare prin intermediul lui g_m ;

— rezistența de ieșire a receptorului pe sursă este relativ mare: rezistența de ieșire a tranzistorului este $1/g_m$ (cu valori de ordinul sutelor de ohmi).

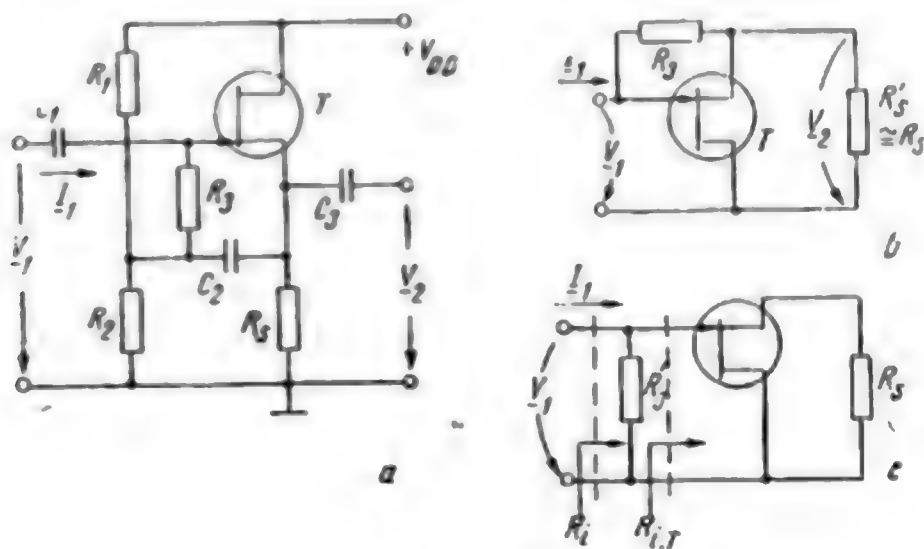


Fig. 13.31

• Aceste deficiențe se pot remedia prin modificări ale schemei. Se păstrează TECJ, care oferă o rezistență foarte mare la intrarea în tranzistor dar se introduce și un tranzistor bipolar.

13.5.3. Scheme cu TECJ și tranzistor bipolar

● Cea mai simplă modificare a schemei din figura 13.31, a constă în folosirea unui generator de curent pentru stabilizarea punctului static de funcționare al TECJ, așa cum se arată în figura 13.32.

● În schema din figura 13.33 tranzistorul bipolar este folosit ca repetor pe emitor, pentru a micșora impedanța de ieșire a schemei. Rezultă:

$$R_o = \frac{R_{0, T_1} R_3}{R_{0, T_1} + R_3} R_3 \gg R_3; \quad (13.69)$$

$$R_{0, T_1} = \frac{h_{ie} + R_{G, 1}}{h_{fe} + 1}; \quad (13.70)$$

$$R_{G2} = \frac{R_4}{1 + g_{m1} R_4}. \quad (13.71)$$

Deoarece amplificarea în tensiune a repetorului este practic egală cu unitatea, iar rezistența de sarcină a lui T_1 este aproximativ egală cu R_4 , putem scrie

$$\underline{A}_V = \frac{V_2}{V_1} = \frac{g_{m1} R_4}{1 + g_{m1} R_4}. \quad (13.72)$$

Deoarece \underline{A}_V este independent de sarcină, și impedanța de intrare-practic egală cu $R'_2 = R_2/(1 - \underline{A}_V)$ — este independentă de sarcină.

Prin cuplarea celor două repetoare în cascadă se obține un foarte bun transformator de impedanță (diferența între impedanța de intrare și cea de ieșire este circa șase ordine de mărime). De remarcă, că o „adaptare”

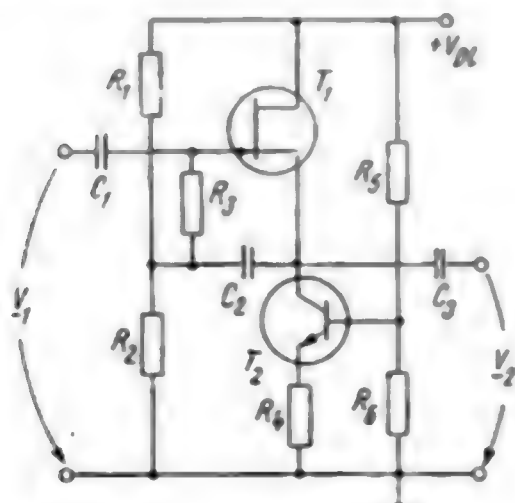


Fig. 13.32

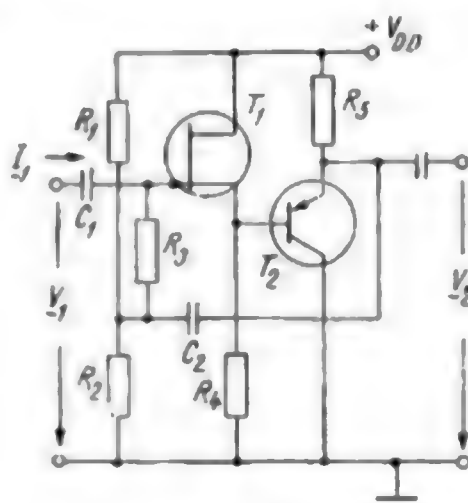


Fig. 13.33

bună a celor două repetoare este favorizată și de enclarea directă în curent continuu.

● Figura 13.34 arată o ultimă variantă de schemă, în care tranzistorul bipolar mărește panta efectivă a TECJ. Dacă se alege $R_D \gg h_{ie}$, atunci curentul alternativ de drenă, I_d , este injectat practic în întregime în baza lui T_2 . Prin R_C trece curentul $h_{fe} I_d$ care este injectat în R_S . Deoarece $h_{fe} \gg 1$, curentul ce trece prin R_S este aproximativ $h_{fe} I_d = g_{m1} h_{fe} V_{gs1}$ și, privind de la bornele lui R_S , totul se petrece ca și cum TECJ ar avea panta efectivă $h_{fe} g_m$. Ca urmare

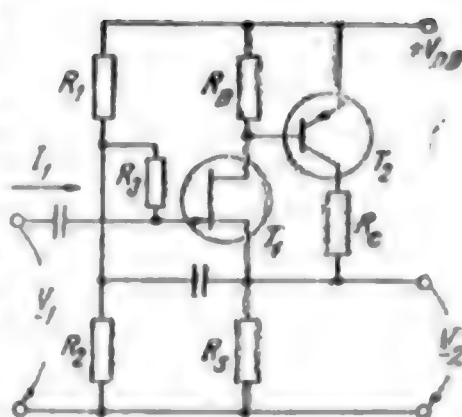


Fig. 13.34

$$\underline{A}_V \cong \frac{g_{m1} R_S h_{fe}}{1 + g_{m1} R_S h_{fe}} \quad (13.73)$$

și

$$R'_S = \frac{R_S}{1 - \underline{A}_V} \cong R_S (g_{m1} h_{fe} R_S) \quad (13.74)$$

astfel încât R'_S ajunge la sute de megaohmi și efectul rețelei de polarizare este practic eliminat*.

Rezistența de ieșire a circuitului este

$$R_o \cong \frac{1}{g_{m1} h_{fe}} \quad (13.75)$$

și poate deveni foarte mică (de câțiva ohmi).

Se observă că diferența de ordin de mărime dintre rezistența de intrare și cea de ieșire a crescut și mai mult (raportul este $10^6 \dots 10^9$).

○ **Observație.** O tehnică similară poate fi aplicată într-o schemă cu tranzistor MOS (tranzistor a cărui impedanță de intrare este și mai mare capitolul 7). Utilizarea unui tranzistor bipolar cuplat ca în figura 13.34 pentru mărirea pantei efective a tranzistorului cu efect de câmp costă de fapt în aplicarea unei reacții pozitive de tip serie-paralel (capitolul 14). Se spune că cele două tranzistoare formează o pereche complementară cu reacție.

13.6. ETAJE DE AMPLIFICARE COMPUSE CU TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

13.6.1. Etaj cascod cu tranzistoare cu efect de câmp

Schema unui etaj cascod cu TECJ este reprezentată în figura 13.35, a. Tranzistorul T' lucrează ca un generator de curent care polarizează tranzistorul T'' . Presupunând că T' este în regiunea de saturație a curentului,

* Condiția $R_D \gg h_{ie}$ impasă la începutul calculului determină însă o funcționare a lui T_1 la curenți mici ($I_D \cong V_{GS1}/R_D$), deci cu o pantă foarte mică.

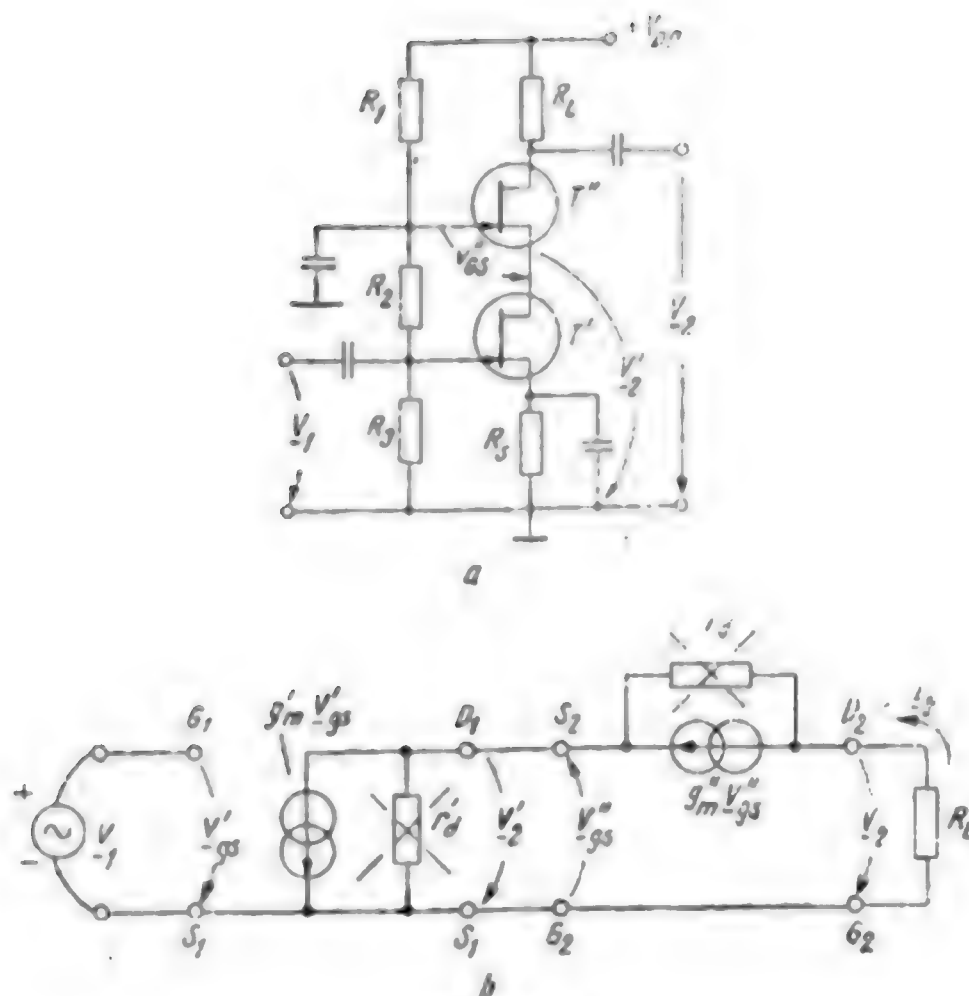


Fig. 13.35

se determină v_{gs}' care trebuie să susțină curentul de drenă și rezultă potențialul sursei lui T'' etc.

Toate capacitățile sînt scurtcircuitate în domeniul de frecvențe de interes. Schema echivalentă de curent alternativ apare în figura 13.35, b. Dacă se neglijează rezistența de drenă r_d , atunci curentul alternativ care parcurge ambele tranzistoare este (fig. 13.35, b)

$$I_s = g_m'(-V_s') = g_m'V_1. \quad (13.76)$$

● Amplificarea în tensiune este

$$\underline{A_V} = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-R_L I_s}{V_1} = -g_m' R_L. \quad (13.77)$$

● Amplificarea transadmitanță este

$$\underline{A_Y} = \frac{I_s}{V_1} = g_m'. \quad (13.78)$$

egală chiar cu amplificarea unui tranzistor în conexiunea sursă comună.

● Particularități. Etajul compus de tip cascod este superior totuși unui etaj cu un tranzistor în conexiune sursă comună din următoarele puncte de vedere:

— efectul Miller este foarte redus deoarece amplificarea primului tranzistor este $A_v = V_2/V_1 = -g_m/g_m = -1$ (dacă tranzistoarele sînt identice, $g_m = g_m$ deoarece curentul de polarizare este același pentru amîndouă). Ca urmare, capacitatea de intrare este

$$C_i = C_{in} + C_{ad}(1 - A_v) = C_{in} + 2C_{ad}; \quad (13.79)$$

— rezistența de ieșire este foarte mare. Ea se calculează pe circuitul echivalent din figura 13.36. Rezultă

$$R_o = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{V_1=0} = r_d + r_d(g_m r_d + 1) \approx r_d g_m r_d, \quad (13.80)$$

deci se pot obține rezistențe de ieșire de sute de megaohmi cu circa trei ordine de mărime peste valoarea corespunzătoare unui etaj obișnuit (TECJ, sursă comună).

În comparație cu etajul cascod realizat cu două tranzistoare bipolare (paragraful 13.42):

— amplificarea în tensiune este mai mică la aceeași sarcină R_L , deoarece panta tranzistorului cu efect de cîmp este considerabil mai mică decît cea a tranzistorului bipolar;

— rezistența de intrare este cu mult mai mare (MQ față de kΩ);

— rezistența de ieșire este mai mare cu circa două ordine de mărime.

Etajul cascod cu două TECJ este un excelent amplificator transadmitanță ($R_i = \text{mare}$, $R_o = \text{foarte mare}$). Admitanța de transfer este egală cu panta (transconductanța) TECJ și are valori modeste (cîțiva mA/V).

Ca și la etajul cascod cu tranzistoare bipolare, amplitudinea semnalului pe sarcină poate fi mare (limitare datorită străpunerii între drenă și poartă).

13.6.2. Etaje cascod cu TEC și tranzistor bipolar

Cele două tipuri de tranzistoare pot fi combinate în schemă cascod în două versiuni: acestea sînt indicate în figurile 13.37, a și b. În ambele cazuri tranzistorul de la „parter” joacă rolul unui generator de curent care polarizează tranzistorul de la „etaj”.

● În versiunea din figura 13.37, a (cu TECJ la „etaj”) putem considera că amplificatorul este atacat în curent (fig. 13.38). Atunci amplificarea în curent este egală cu amplificarea primului etaj:

$$A_I = \frac{I_2}{I_1} = \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe} R_i}, \quad (13.81)$$

unde R_i este rezistența de intrare a tranzistorului T'' montat în conexiunea poartă comună. Se poate verifica ușor că $r_d \gg R_L$ este neglijabil în calculul lui R_i și rezultă $R_i \approx 1/g_m$. Condiția $h_{oe}/g_m \ll 1$ este foarte bine satisfăcută și $A_I \approx h_{fe}$.

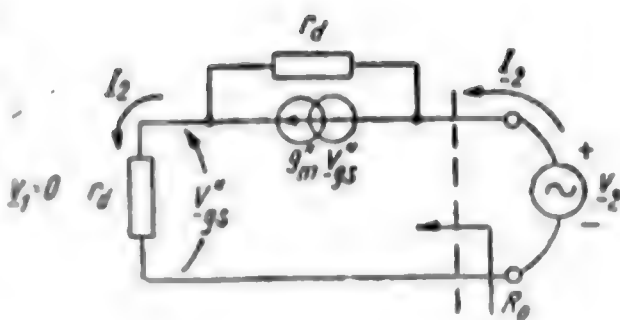


Fig. 13.36

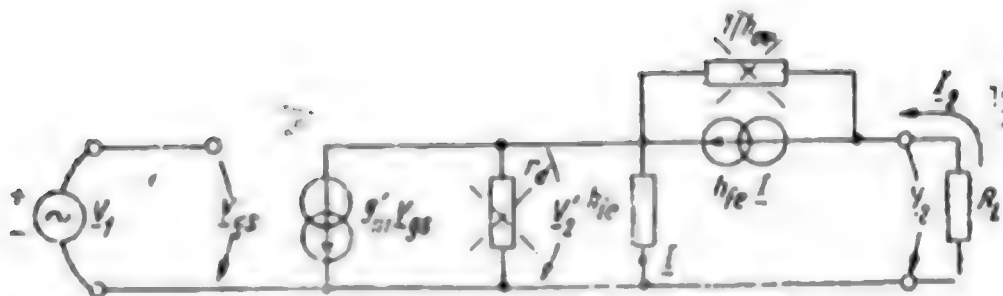


Fig. 13.40

adică valori de ordinul zecilor de megaohmi (produsul $g'_m r'_d$ fiind de ordinul a 10^3).

● Schema echivalentă de curent alternativ a amplificatorului din figura 13.37, b este reprezentată în figura 13.40. Deoarece amplificarea în curent a lui T'' este aproape egală cu unitatea, amplificarea în tensiune globală este

$$\underline{A_V} = \frac{V_2}{V_1} \approx -g'_m R_L \quad (13.85)$$

iar amplificarea transadmitanță este

$$\underline{A_V} = \frac{I_2}{V_1} \approx -g'_m, \quad g'_m = \frac{qI_C}{kT} \quad (13.86)$$

Deoarece T'' oferă o rezistență de intrare foarte mică, amplificarea în tensiune a primului etaj este mult subunitară

$$\underline{A_V} = \frac{V'_2}{V_1} = -g'_m \frac{h_{ie}}{h_{ie} + 1} \approx -\frac{g'_m}{g'_m}, \quad |\underline{A_V}| \ll 1, \quad (13.87)$$

iar efectul Miller este practic inexistent ($C_i \approx C_{gs} + C_{gd}$).

Rezistența la ieșire este cea a unui tranzistor în conexiunea BC (emitorul lui T'' este practic la gol).

13.6.3. Alte amplificatoare cu TECJ și tranzistor bipolar

● Figura 13.41 reprezintă un amplificator cascod „pliat”, care provine din modificarea schemei din figura 13.37, b. Tranzistorul cu efect de câmp cu canal n a fost înlocuit cu un tranzistor cu canal p (faptul că a fost reprezentat un tranzistor MOS nu este esențial), iar cele două tranzistoare sînt alimentate în paralel, ceea ce permite reducerea mărimii tensiunii de alimentare. Schema și proprietățile de curent alternativ sînt identice cu cele ale amplificatorului cascod din figura 13.37 b.

● Prin inversarea sursei cu drena se obține circuitul din figura 13.42 (am revenit la un tranzistor cu canal n). Același circuit poate fi considerat ca provenind din amplificatorul cu cuplaj pe emitor (paragraful 13.4.3) prin înlocuirea tranzistorului de la intrare cu un tranzistor cu efect de câmp.

Proprietățile acestui ultim amplificator sînt înrudite cu ale celui de tip cascod din figura 13.37, b. Cu impedanță de intrare mare și impedanță

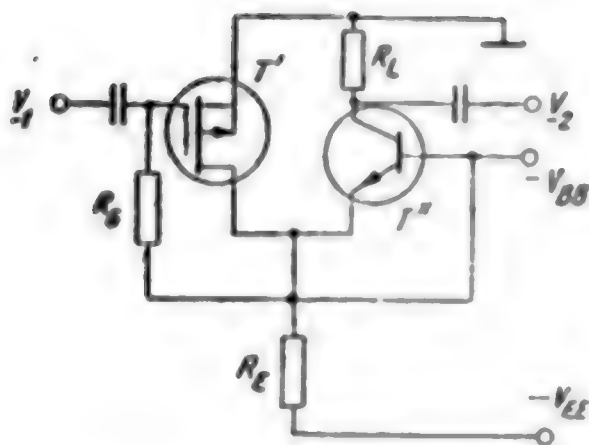


Fig. 13.41

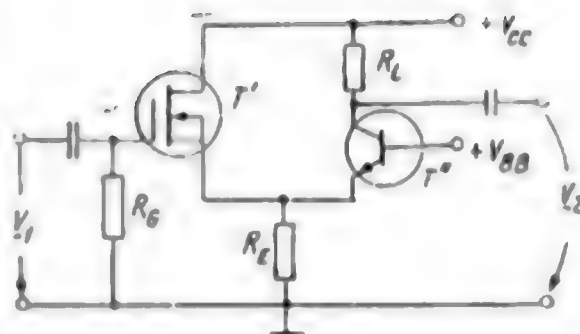


Fig. 13.42

de ieșire mare, acesta este un *bun amplificator transadmitanță*. Analiza se face pe schema echivalentă din figura 13.43. Tranzistorul T' lucrează pe rezistența de intrare R'_i a lui T'' . Putem scrie:

$$\underline{A}_V = \frac{V_2}{V_1} = \frac{g'_m R'_E}{1 + g'_m R'_E} \approx g'_m R'_E, \quad g'_m R'_E \ll 1, \quad (13.88)$$

unde

$$R'_E = \frac{R_E R'_i}{R_E + R'_i} \lesssim R'_i, \quad R_E \gg R'_i = \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1}, \quad (13.89)$$

deci

$$\underline{A}_V \approx g'_m R'_E = g'_m \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \approx g'_m \frac{h_{ie}}{h_{fe}} \approx \frac{g'_m}{g'_m} \ll 1 \quad (13.90)$$

și efectul Miller este foarte redus.

Amplificarea în tensiune totală este

$$\underline{A}_V = \underline{A}'_V \cdot \underline{A}_V = \frac{g'_m}{g'_m} (g'_m R_L) = g'_m R_L > 0. \quad (13.91)$$

Amplificarea transadmitanță este

$$\underline{A}_V = \frac{I_2}{V_1} = -g'_m. \quad (13.92)$$

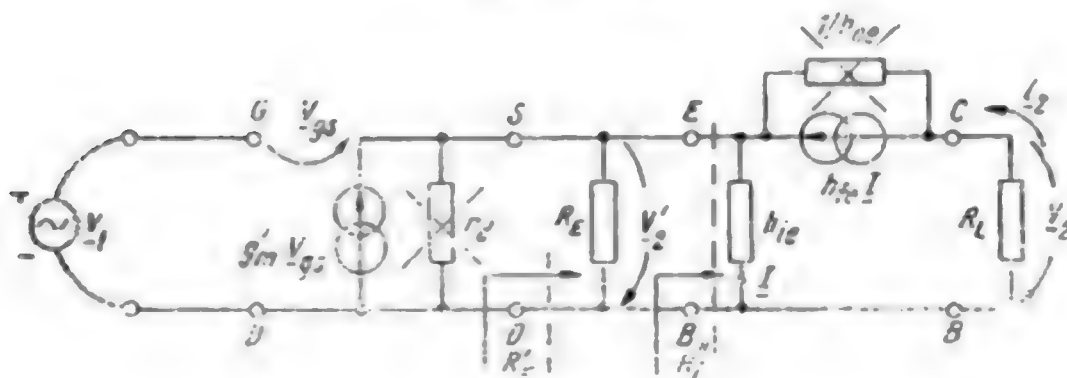


Fig. 13.43

13.7. AMPLIFICATOARE SELECTIVE

13.7.1. Etaj cu tranzistor în conexiune EC și circuit rezonant derivație în colector

Figura 13.44, a reprezintă un etaj cu circuit rezonant în colector*. Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.44, b.

● Variația cu frecvența a impedanței circuitului rezonant. Tranzistorul se comportă ca un generator de curent, I , care atacă circuitul rezonant. Tensiunea de ieșire este $\underline{V} = \underline{Z}I$, unde \underline{Z} este impedanța circuitului:

$$\frac{1}{\underline{Z}} = \underline{Y} = G + j\omega C + \frac{1}{j\omega L}, \quad G = \frac{1}{R} \quad (13.93)$$

La frecvența (unghiulară) de rezonanță

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (13.94)$$

rezultă $\underline{Y} = G$ (sarcina din colector se comportă rezistiv). Notînd cu ω' diferența față de frecvența de rezonanță ω_0 ,

$$\omega' = \omega - \omega_0 \quad (13.95)$$

și presupunînd $\omega' \ll \omega_0$, relația (13.93) devine

$$\underline{Y} \cong G + j\omega_0 C + j\omega' C + \frac{1}{j\omega_0 L} + \frac{j\omega'}{\omega_0^2 L} \quad (13.96)$$

iar dacă se ține seama de expresia lui ω_0 :

$$\underline{Y} \cong G + 2j\omega' C. \quad (13.97)$$

● Dacă I are o amplitudine dată dar frecvența sa ia valori diferite, atunci variația cu frecvența a tensiunii de ieșire este dată de

$$\underline{V} = \frac{I}{\underline{Y}} = \frac{I}{G + 2j\omega' C} = \underline{V}(j\omega), \quad \omega' = \omega - \omega_0. \quad (13.98)$$

La deviația de frecvență

$$\omega' = \omega - \omega_0 = \frac{G}{2C} \quad (13.99)$$

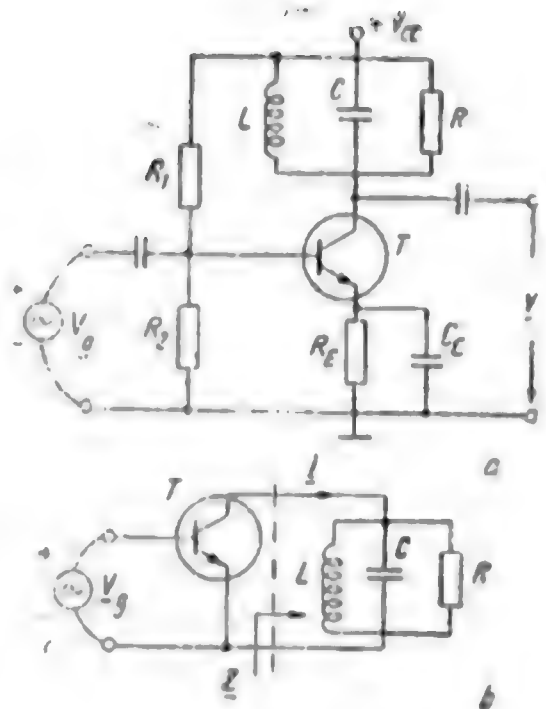


Fig. 13.44

* Pierderile circuitului sunt materializate printr-o rezistență paralel, presupusă independentă de frecvență. Rezistența de pierderi serie a bobinei poate și ea să fie transpusă în paralel, dar atunci va depinde de frecvență.

mărimea tensiunii de ieșire scade la $1/\sqrt{2} = 0,707$ din valoarea de la $\omega = \omega_0$ (o atenuare de 3 dB). Variația lui $\underline{V}(j\omega)$, așa cum este descrisă de relația aproximativă (13.98), este simetrică în raport cu ω_0 . Pentru $\omega < \omega_0$ ($\omega' < 0$), la frecvența care corespunde lui

$$\omega' = \omega - \omega_0 = -\frac{G}{2C} \quad (13.100)$$

atenuarea este de asemenea de 3 dB. Ca urmare, *lărgimea de bandă* $\Delta\omega/2\pi$ pentru care tensiunea de ieșire nu scade sub 3 dB din valoarea sa maximă este egală cu $G/2\pi C$.

● **Factorul de calitate, Q** , se definește astfel

$$Q = \frac{\text{frecvența centrală}}{\text{lărgimea de bandă}} = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\omega_0 C}{G} = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (13.101)$$

Dacă frecvența de rezonanță a circuitului din colector este suficient de joasă pentru a se putea neglija capacitățile interne ale tranzistorului, atunci variația cu frecvența a amplificării în jurul lui ω_0 o va reproduce pe cea a impedanței $Z = 1/\underline{Y}$ a circuitului acordat.

Dacă rezonanța are loc la frecvențe mai ridicate, atunci capacitățile tranzistorului nu mai pot fi ignorate. De fapt, chiar frecvența de rezonanță va fi afectată (reamintim dependența de condițiile de lucru, a capacităților tranzistorului). Efectul cel mai important este cel a *reacției interne* în tranzistor, reacție care nu mai poate fi neglijată la frecvențe înalte. Cu urmare apar două probleme: *alinierea* (acordul pe aceeași frecvență a mai multor circuite rezonante în același amplificator) este mai dificilă și funcționarea montajului devine *instalabilă* (apar oscilații în amplificator).

Acestea vor fi examinate în paragrafele următoare.

13.7.2. Aliniereu

Un amplificator de radiofrecvență cu mai multe circuite rezonante va avea o *selectivitate** mai bună. Toate circuitele trebuie să fie *alinate*, adică acordate pe aceeași frecvență, deoarece în caz contrar amplificarea pe frecvența dorită va fi mai redusă, fără a mai vorbi de faptul că variația amplificării cu frecvența nu va mai fi descrisă de o curbă simetrică, ceea ce va duce la distorsionarea semnalelor modulate care trec prin amplificator.

Vom analiza unul dintre etajele amplificatorului, considerind aici, și deosebire de figura 13.44, a, cazul în care *tranzistorul are câte un circuit acordat atât la intrare (în bază), cât și la ieșire (în colector)*. Schema echivalentă pentru calculul de curent alternativ este reprezentată în figura 13.45. Rezistența internă a generatorului de semnal este incorporată în G_1 . Pentru reprezentarea tranzistorului am folosit un circuit echivalent cu parametri admitanță. Dependența de frecvență a acestor parametri este indicată în cataloage. Pentru unele calcule (a se vedea paragraful următor) parametrii y ai tranzistorului pot fi determinați în funcție de elementele circuitului echivalent natural.

* *Selectivitatea* este proprietatea amplificatorului de a amplifica numai semnalele sinusoidale cu o frecvență cuprinsă într-o gamă restrinsă (bandă îngustă).

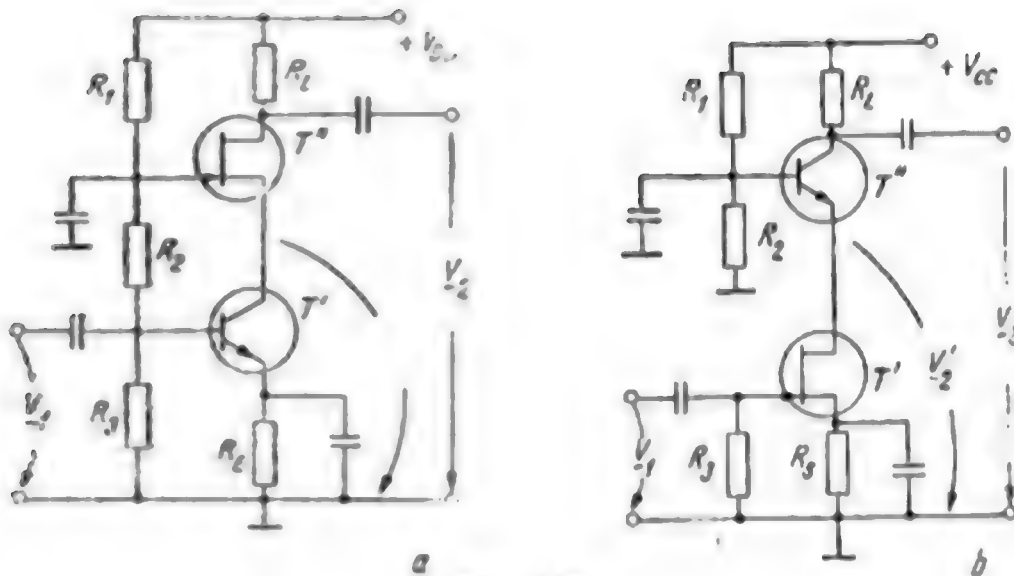


Fig. 13.37

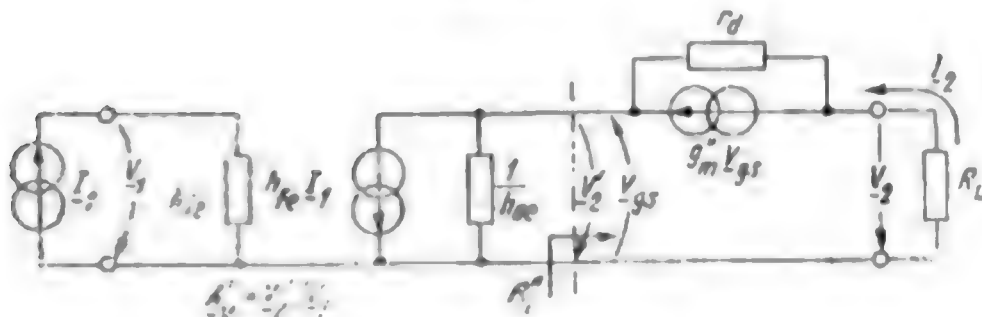


Fig. 13.38

Amplificarea în tensiune a primului etaj (EC) este

$$\underline{A_V} = - \frac{h_{fe} R'_i}{h_{ie}(1 + h_{oe} R'_i)} \approx - \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot g'_m = - \frac{g'_m}{g'_m} \quad (13.82)$$

deci capacitatea de intrare este

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - A_V) = C_{be} + C_{bc} \left(1 + \frac{g'_m}{g'_m}\right) \quad (13.83)$$

și efectul Miller nu se poate neglija ($g'_m \gg g'_m$ la același curent de polarizare). Totuși, amplificarea în tensiune a primului etaj (și ca urmare și efectul Miller) scade prin intercalarea lui T'' între T' și sarcina R_L .

Vom defini rezistența de ieșire a amplificatorului cu intrarea în gol (neglijând h_{oe} rezultatul este identic dacă intrarea este în scurtcircuit). Din figura 13.39 rezultă

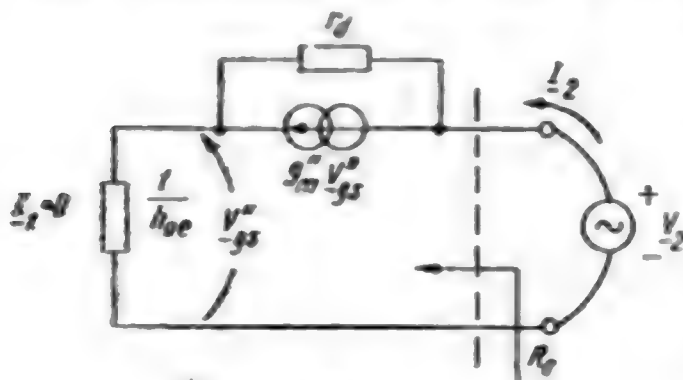


Fig. 13.39

$$R_o = \frac{1}{h_{oe}} (1 + g'_m r_d) + r_d \approx \frac{g'_m r_d}{h_{oe}} \quad (13.84)$$

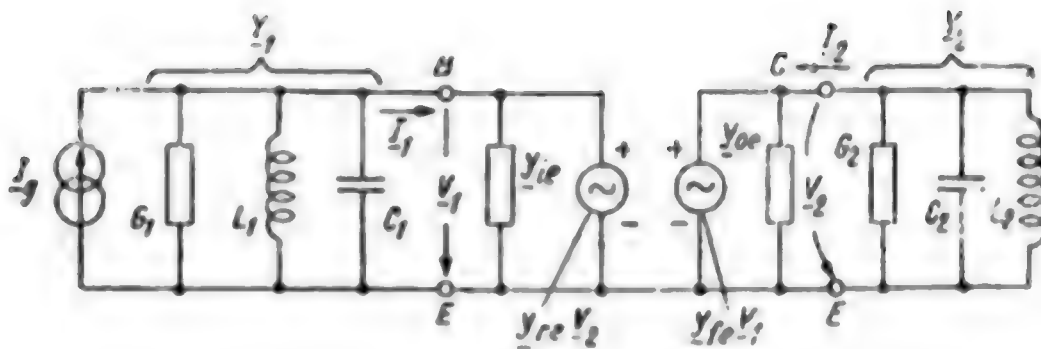


Fig. 13.45

Fie

$$\underline{Y}_1 = G_1 + j\omega C_1 + \frac{1}{j\omega L_1}; \quad (13.102)$$

$$\underline{Y}_2 = G_2 + j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_2} \quad (13.103)$$

admitanțele circuitelor rezonante de la intrare, respectiv de la ieșire.

Să presupunem că acordăm succesiv circuitele rezonante ale amplificatorului, plecând de la intrare.

● **Acordul circuitului de la intrare.** Rezonanța circuitului de la intrare depinde nu numai de \underline{Y}_1 , ci și de admitanța de intrare în tranzistor \underline{Y}_i , care devine la frecvențe înalte un număr complex. Această admitanță se calculează din sistemul de ecuații la noduri care descriu porțiunea de circuit situată la dreapta bornelor de intrare în tranzistor (fig. 13.45):

$$I_1 = y_u V_1 + y_n V_2; \quad (13.104)$$

$$0 = y_n V_1 + (y_o + \underline{Y}_2) V_2. \quad (13.105)$$

Se obține

$$\underline{Y}_i = \frac{I_1}{V_1} = y_u - \frac{y_n y_o}{y_o + \underline{Y}_2}. \quad (13.106)$$

Sensul expresiei de mai sus este următorul: dacă $y_n \neq 0$ (nu se poate neglija reacția internă în tranzistor) atunci *admitanța de intrare în tranzistor depinde de admitanța circuitului rezonant de la ieșire* (din colector).

● **Acordul circuitului de la ieșire.** Am acordat circuitul din baza tranzistorului considerat și trecem la cel din colector. Dar acordul acestuia din urmă modifică \underline{Y}_i (conform ecuației 13.106) și dezacordează circuitul din bază (a cărui rezonanță corespunde admitanței $\underline{Y}_1 + \underline{Y}_i$). Acest lucru este pe deplin posibil deoarece în jurul rezonanței \underline{Y}_2 variază puternic.

Pe de altă parte, dacă revenim pentru a reacorda circuitul din bază, modificăm și frecvența de rezonanță a circuitului din colector.

Printr-un calcul similar se poate arăta că admitanța de ieșire a tranzistorului (care participă la rezonanța din colector, depinde de \underline{Y}_1 .

Această interacțiune între acordul de la intrare și cel la ieșire face dificilă alinierea circuitelor.

● În cele ce urmează vom stabili o condiție pentru reducerea interacțiunii intrare-ieșire. Rezonanța la intrare corespunde admitanței

$$\underline{Y}'_1 = \underline{Y}_1 + \underline{Y}_i = \underline{Y} + \underline{y}_u - \frac{\underline{y}_f \underline{y}_n}{\underline{y}_n + \underline{Y}_2}. \quad (13.107)$$

Pentru a putea neglija efectul lui \underline{Y}_2 , punem condiția ca efectul ultimului termen din relația (13.107) să fie neglijabil. De aici — restricția:

$$\underline{y}_u \underline{y}_n \text{ neglijabil față de } (\underline{Y}_1 + \underline{y}_u)(\underline{Y}_2 + \underline{y}_n). \quad (13.108)$$

Condiția (13.108) se simplifică dacă se consideră cazul cel mai nefavorabil, și anume — partea a doua minimă. Vom lăsa la o parte \underline{y}_u , \underline{y}_n și vom lua $\underline{Y}_1 = G_1$, $\underline{Y}_2 = G_2$ (ambele circuite la rezonanță). Atunci condiția (13.109) devine

$$|\underline{y}_u \underline{y}_n| \ll G_1 G_2. \quad (13.109)$$

○ Notă. Reducerea lui $|\underline{y}_u \underline{y}_n|$ la 10–20% din $G_1 G_2$ poate fi folosită ca o condiție de proiectare.

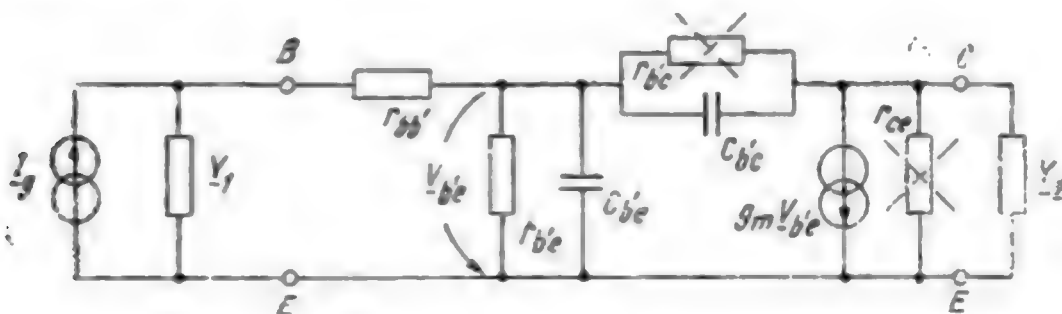
13.7.3. Instabilitatea

Să notăm cu G_i partea reală a admitanței de intrare \underline{Y}_i . Conductanța totală a circuitului de intrare este $G'_1 = G_1 + G_i$. Deoarece G_i nu este o conductanță propriu-zisă, ci un efect electronic, nu este exclusă situația $G_i < 0$.

Dacă se ajunge la $G'_1 = 0$, atunci pierderile corespunzătoare întregului circuit de intrare sînt nule (pot persista oscilații neamortizate în absența generatorului de semnal).

Cazul $G'_1 < 0$ (conductanță negativă) corespunde generării de putere de semnal în circuitul de intrare (autooscilații, se vede capitolul 15). Aceste oscilații determină instabilitatea funcționării și trebuie evitate.

Vom arăta acum posibilitatea existenței unei conductanțe $G_i < 0$. Se poate folosi expresia admitanței de intrare (13.106), unde parametrii admitanță ai tranzistorului se deduc în funcție de parametrii circuitului natural. În figura 13.46 tranzistorul din figura 13.45, *b* a fost înlocuit cu circuitul său echivalent natural. Parametrii \underline{y}_u și \underline{y}_n se determină din figura 13.47, *a* și respectiv din 13.47, *b*.



F.g. 13.46

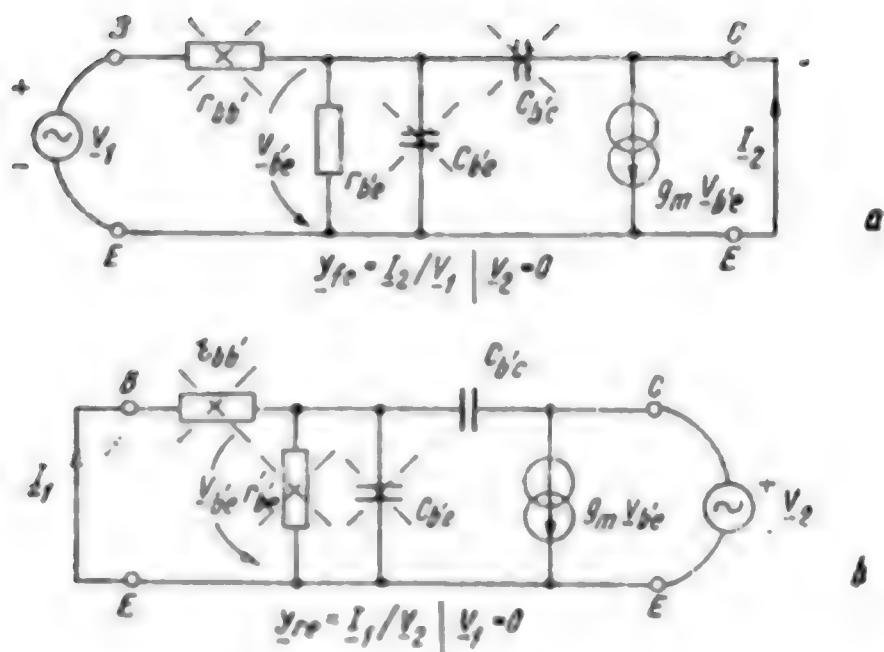


Fig. 13.47

Dacă frecvența este suficient de joasă, atunci

$$y_{fe} \cong g_m, \quad y_{re} \cong -j\omega C_{bc} \quad (13.110)$$

și \underline{Y}_1 se scrie

$$\underline{Y}_1 \cong y_{ie} + \frac{j\omega C_{bc} g_m}{y_{re} + \underline{Y}_2} \quad (13.111)$$

Dacă ne aflăm sub frecvența de rezonanță a circuitului de ieșire, atunci $y_{re} + \underline{Y}_2$ poate fi de forma $g - jb$ ($b > 0$), deci are o susceptanță inductivă. În acest caz partea reală a celui de-al doilea termen din expresia lui \underline{Y}_1 va fi negativă. De aici rezultă posibilitatea ca $G_1 = \Re(\underline{Y}_1) < 0$.

O altă justificare a lui $G_1 < 0$ se poate obține astfel. Dacă în figura 13.46 înglobăm r_{be} în circuitul din stînga, atunci

$$\underline{Y}_1 \cong g_{be} + j\omega C_i \quad (13.112)$$

unde C_i se estimează cu teorema lui Miller :

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - \underline{A}_v) = C_{be} + C_{bc} \left(1 + \frac{g_m}{\underline{Y}_2}\right) \quad (13.113)$$

Dacă \underline{Y}_2 nu este real (nu ne aflăm la rezonanță) atunci C_i va fi o mărime complexă. Să presupunem $1/\underline{Y}_2 = \underline{Z}_2 = r + jx$. Atunci

$$\Re \cdot \underline{Y}_1 = g_{be} - \omega C_{bc} g_m x \quad (13.114)$$

și dacă $x < 0$ (dezacord inductiv) $\Re \cdot \underline{Y}_1$ poate fi negativ.

○ **Observație.** Calculele de mai sus scot în evidență importanța reducerii efectului capacității de reacție și utilitatea configurațiilor de tip cascad în amplificatoarele selective.

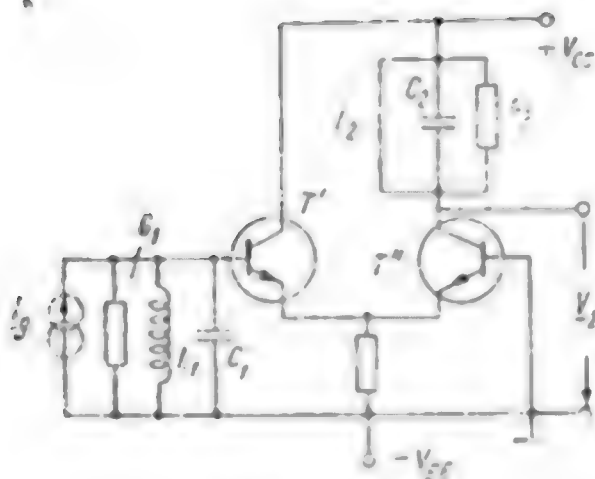


Fig. 13.48

O imagine mai clară a avantajului adus de ultima schemă se obține pe baza condiției de aliniabilitate (13.109). În cazul unui etaj EC, folosind relațiile (13.110) se poate scrie

$$\omega C_{ve} g_m \ll G_1 G_2 \quad (13.116)$$

În cazul amplificatorului din figura 13.48, g_m trebuie înlocuit cu $-g_m/2$ (a se vedea relația 13.60):

$$y_p \rightarrow y_f \approx -g_m/2 \text{ (frecvențe joase).} \quad (13.117)$$

Admitanța de transfer invers $y_r = -I_1/V_2$ se calculează pe circuitul din figura 13.49, a ($V_1 = 0$). În această schemă vom face o serie de neglijări. În primul rând se va neglija R_E deoarece este scurtcircuitată de rezistența de ieșire din T' . Se vor muta grupurile r_{be}' , C_{be}' și r_{be}'' , C_{be}'' mai înții sub nodul emitorului lui T' , multiplicându-le prin $\beta + 1$, și apoi se vor muta peste nodul emitorului T'' divizându-le cu $\beta + 1$, astfel încît să ajungă în serie cu r_{be}' , C_{be}' . Deoarece V_{be}' și V_{be}'' sînt de aceeași mărime dar în antifază (paragraful 13.43), se obține un unic generator de curent (fig. 3.49, b). Vom neglija apoi toate capacitățile (calcul la frecvențe joase), cu excepția lui C_{ve} care asigură cuplajul ieșire-întare și $I_1 \neq 0$. Cu $r_{be}'' \ll r_{be}'$ și $r_{be}'' \ll 1/\omega C_{ve}$ rezultă

$$y_r = \frac{I_1}{V_2} \bigg|_{V_1=0} \approx -j\omega C_{ve} \frac{r_{be}'}{2r_{be}''} \quad (13.118)$$

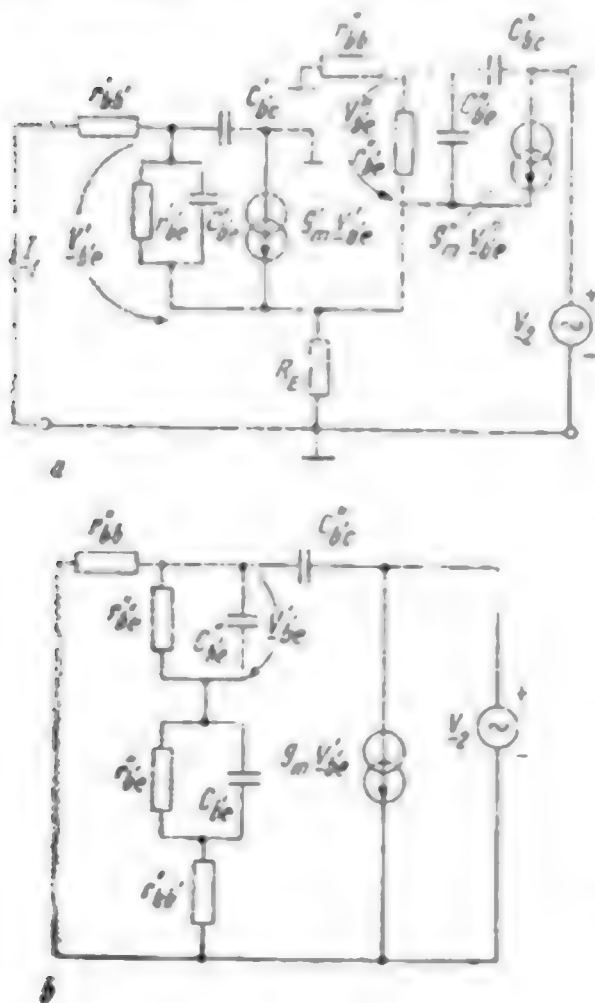


Fig. 13.49

(tranzistoare identice). Condiția (13.109) devine

$$\omega C_{rd} \frac{r_{M'}}{4r_{V_2}} \ll G_1 G_2. \quad (13.119)$$

Comparind cu relația (13.116), constatăm că membrul întâi s-a micșorat cu factorul $r_{M'}/4r_{V_2} \gg 1$, deci condiția este mult mai ușor de satisfăcut*.

○ **Notă.** Pentru a beneficia la maximum de avantajele acestei scheme, se folosește o pereche de tranzistoare integrate. Se asigură astfel împerecherea tranzistoarelor și minimizarea cuplajelor parazite. Circuitul integrat mai poate conține și generatorul de curent din emitor (realizat cu tranzistoare), precum și alte elemente ale circuitului de polarizare.

* Cînd condiția de aliniere (13.116) nu poate fi satisfăcută în proiectare, trebuie redus g_m sau mărit G_2 (în ambele cazuri se sacrifică amplificarea în tensiune).

REAȚIA ÎN AMPLIFICATOARE

14.1. PROPRIETĂȚI GENERALE ALE REACȚIEI NEGATIVE

14.1.1. Amplificatoare cu reacție

● Schema bloc a amplificatorului cu reacție este reprezentată în figura 14.1. Amplificatorul de bază are amplificarea a :

$$X_2 = aX_1, \quad (14.1)$$

unde X_1 , X_2 pot fi, fiecare în parte, curenți sau tensiuni. Rețeaua de reacție cu funcția de transfer f este realizată de obicei sub forma unui atenuator de precizie:

$$X_f = fX_2. \quad (14.2)$$

Semnalul de reacție, X_f , este scăzut din semnalul dat de generator, X_g , într-un comparator:

$$X_1 = X_g - X_f. \quad (14.3)$$

● Amplificarea globală (incluzind efectul reacției) este

$$A = \frac{X_2}{X_g} = \frac{a}{1 + af} \quad (14.4)$$

și ea poate fi în modul mai mare sau mai mică decât cea a amplificatorului de bază.

● Tipuri de reacție. Definim reacția pozitivă pentru

$$|A| > |a|; \quad |1 + af| < 1 \quad (14.5)$$

și reacția negativă în cazul

$$|A| < |a|; \quad |1 + af| > 1. \quad (14.6)$$

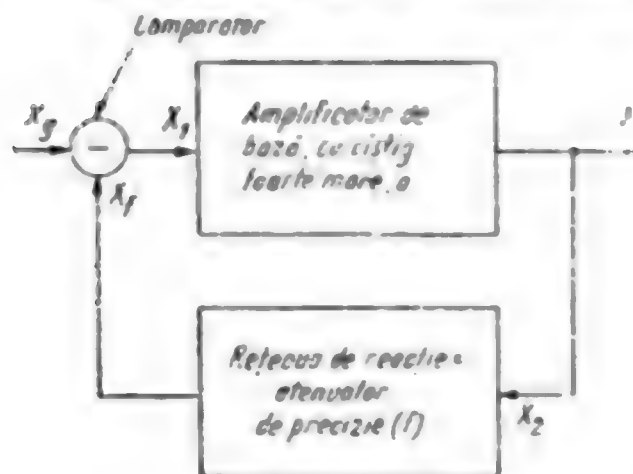


Fig. 14.1

În amplificatoare se folosesc reacția negativă care, așa cum vom vedea mai departe, asigură îmbunătățirea unor performanțe. Prețul plătit este necesitatea asigurării unui câștig foarte

mare al amplificatorului de bază (pentru a asigura o valoare impusă a lui A în condițiile în care amplificarea este redusă prin aplicarea reacției negative).

Un caz particular important este acela al unei reacții negative puternice. Definim *transmisia pe buclă*

$$T = \frac{X_f}{X_1} = af \quad (14.7)$$

($T > 0$ pentru reacție negativă). Dacă reacția negativă este puternică, $T \gg 1$ (adică $|A| \ll |a|$) și rezultă

$$A \Big|_{T \gg 1} \cong \frac{a}{af} = \frac{1}{f} = \text{independentă de amplificator.} \quad (14.8)$$

○ **Observație.** Examinarea atentă a relațiilor de mai sus ne conduce la concluzia că X_1 este extrem de mic față de X_f și acesta din urmă este practic replica semnalului dat de generator ($X_f \cong X_g$). X_1 are caracterul unui *semnal de eroare* dintr-un sistem de autoreglare.

14.1.2. Desensibilizarea amplificatorului

Amplificarea amplificatorului de bază (a) este sensibilă la condițiile de funcționare (variația tensiunilor de alimentare, variația temperaturii), precum și la dispersia parametrilor dispozitivelor electronice. În cazul unei reacții negative puternice, amplificarea cu reacție depinde practic numai de refcarea cu reacție (relația (14.8)), care este realizată de obicei sub forma unui atenuator de precizie.

Luînd în considerare variațiile lui A în raport cu a , putem scrie

$$\frac{dA}{da} = \frac{d}{da} \left(\frac{a}{1 + af} \right) = - \frac{1}{(1 + af)^2} \quad (14.9)$$

Din relațiile (14.4) și (14.9) rezultă

$$\left| \frac{dA}{A} \right| = \frac{1}{|1 + af|} \left| \frac{da}{a} \right| = \frac{1}{|F|} \left| \frac{da}{a} \right|, \quad (14.10)$$

unde

$$F = 1 + af = 1 + T \quad (14.11)$$

este *factorul de reacție*, sau *factorul de desensibilizare*. Constatăm astfel că variația relativă a amplificării scade prin aplicarea reacției negative exact în raportul în care scade amplificarea. Mărirea amplificării poate fi asigurată prin mărirea numărului de etaje, în timp ce reducerea variației relative a amplificării (desensibilizarea amplificării) este un câștig calitativ important.

14.1.3. Efectul reacției negative asupra distorsiunilor

Admitem că amplificatorul de bază din figura 14.1 are o *caracteristică de transfer neliniară* ca cea din figura 14.2 a. Caracteristica este *liniară pe porțiuni* și se poate aplica analiza din paragraful 14.1.1. separat fiecărei

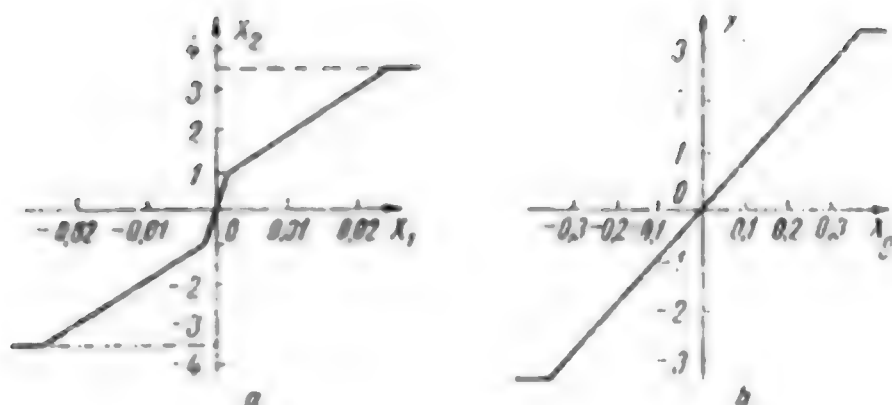


Fig. 14.2

porțiuni liniare. Ne așteptăm ca amplificatorul cu reacție negativă să aibă o caracteristică de transfer mult mai liniară decât a amplificatorului de bază, deoarece reacția are tendința de a reduce modificările care survin în amplificarea acestuia din urmă (datorită variației amplificării amplificatorului de bază).

Amplificarea este panta porțiunilor liniare ($\Delta x_2/\Delta x_1$ în figura 14.2, a, egală cu 100 pe porțiunea medie a caracteristicii din cadranul I). Dacă se aplică o reacție cu $f = 0,1$, atunci panta devine $100/(1 + 100 \cdot 0,1) = 9,1$. Pe porțiunea din jurul originii, cu $a = 1000$, avem $A = 1000/(1 + 1000 \cdot 0,1) = 9,9$. Variația pantei este deci redusă (9,9 la 9,1 în loc de 10 la 1 în amplificatorul fără reacție).

Caracteristica de transfer a amplificatorului cu reacție apare în figura 14.2, b.

○ De remarcă e că în zona de saturație a amplificatorului de bază reacția negativă nu mai are efect, deoarece amplificatorul cu reacție se saturează și el (în general reacția este cu atât mai puțin eficientă cu cât amplificarea amplificatorului de bază este mai mică).

○ Observație. Remarcăm în figura 14.2 că zonele de lucru se raportază la semnalul de ieșire deoarece mărimea distorsiunii este strâns legată de mărimea tensiunii la ieșire.

Așa cum se observă, circuitul reduce efectul neliniarității, deoarece neliniaritatea caracteristicilor amplificatorului de bază este nemodificată de reacție. Cu alte cuvinte amplificatorul de bază continuă să distorsioneze. Ceea ce se petrece de fapt este o *predistorsionare* a semnalului de la intrarea amplificatorului de bază, semnal care este diferența între semnalul de la generator și semnalul de reacție. O mică distorsiune a semnalului de reacție provoacă o distorsionare importantă a semnalului diferență care atacă amplificatorul neliniar: formă de undă este astfel modificată încât după trecerea prin amplificator să reapară forma originală (de la generator).

Prețul plătit pentru îmbunătățirea liniarității este reducerea amplificării. Se va introduce ca urmare un amplificator suplimentar (care lucrează la semnal mic).

14.1.4. Efectul reacției negative asupra semnalelor parazite

Reacția negativă nu poate avea nici un efect asupra raportului semnal-zgomot (capitolul 12) dacă acest zgomot este introdus în circuit în același punct cu semnalul util.

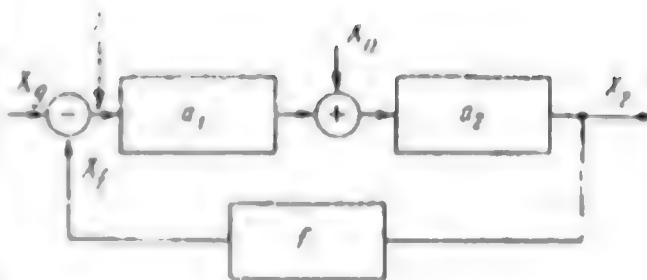


Fig. 14.3

În continuare vom exemplifica situația în care semnalul parazit apare în interiorul amplificatorului, și anume se adaugă la intrarea unui al doilea bloc amplificator care intră în compunerea amplificatorului de bază, așa cum se arată în figura 14.3. Primul bloc este un preamplificator care lucrează la semnale mici. Al doilea bloc este amplificatorul de putere.

Semnalul parazit X_n poate fi, de pildă, zgomotul de rețea (sau brumă), provenit din filtrarea imperfectă a tensiunii de alimentare (obținută prin redresare). Acest zgomot este dificil de filtrat în cazul unei surse de alimentare de putere. Acesta este motivul pentru care atunci cînd numai amplificatorul de putere este afectat de brumă.

Semnalul la ieșire se obține prin suprapunerea efectelor semnalului de la generator (X_s) și a zgomotului (X_n). Semnalul util de la ieșire este $a_1 a_2 X_s / (1 + a_1 a_2 f)$. Semnalul parazit de la ieșire este $a_2 X_n / (1 + a_1 a_2 f)$. Raportul semnal-zgomot la ieșire rezultă

$$\left(\frac{S}{N}\right)_2 = a_1 \frac{X_s}{X_n}. \quad (14.12)$$

Pentru a pune în evidență îmbunătățirea adusă de reacție, vom presupune că primul amplificator (a_1) a fost introdus pentru a compensa reducerea amplificării datorită reacției negative. Amplificarea inițială, egală cu a_2 , trebuie să se măstreze. Ca urmare

$$a_1 = \frac{a_1 a_2}{1 + a_1 a_2 f}, \quad a_1 = 1 + f a_1 a_2. \quad (14.13)$$

Raportul semnal-zgomot pentru amplificatorul inițial (a_2) era X_s/X_n (X_n se aplică chiar la intrarea lui a_2). Aplicarea reacției a crescut acest raport cu factorul a_1 .

Reducerea „zgomotului” se explică prin *predistorsionarea* semnalului care atacă amplificatorul cu o componentă de zgomot inversată (fenomen oarecum analog cu cel prezentat în paragraful anterior).

Din punct de vedere practic, *reducerea efectului unui semnal parazit prin reacție negativă revine la adăugarea unui amplificator de semnal mic care este practic imun la această perturbare.*

14.1.5. Ameliorarea răspunsului în frecvență

Să presupunem că în schema din figura 14.1 toate semnalele sînt sinusoidale, se lucrează cu fazori \underline{X} și amplificatorul de bază are amplificarea

$$\underline{a} = \frac{a_0}{1 + j\omega/\omega_0}, \quad a_0 > 0, \quad (14.14)$$

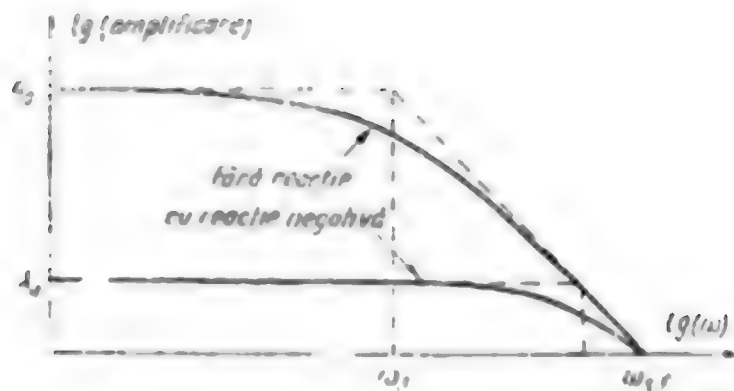


Fig. 14.4

unde a_0 este amplificarea în bandă, iar ω_1 este o frecvență limită superioară (la care amplificarea scade cu 3 dB). După aplicarea reacției se obține ($f = \text{real}$):

$$\underline{A} = \frac{\underline{a}}{1 + \underline{a}f} = \frac{A_0}{1 + j\omega/\omega_{1,f}}, \quad (14.15)$$

unde

$$A_0 = \frac{a_0}{1 + a_0 f}, \quad \omega_{1,f} = \omega_1(1 + a_0 f), \quad (14.16)$$

deci banda amplificatorului (delimitată de $\omega_1/2\pi$) a crescut exact în raportul în care a scăzut amplificarea (fig. 14.4). Efectul reacției negative constă în controlul pe care îl exercită asupra compromisului amplificare-bandă.

○ Este interesant de observat (fig. 14.4) cum la frecvențe foarte înalte răspunsul amplificatorului cu reacție se apropie de cel al amplificatorului fără reacție: efectul reacției tinde să dispară, deoarece transmisia pe buclă $|\underline{a}|f$ scade foarte mult.

De remarcat că amplificarea amplificatorului cu reacție nu este la nici o frecvență mai mare decât cea a amplificatorului de bază (la orice ω avem $|\underline{A}| < |\underline{a}|$), ceea ce arată că limitările sînt intrinseci acestuia din urmă.

14.1.6. Modificarea impedanțelor de intrare și ieșire

Impedanțele de intrare și respectiv de ieșire ale amplificatorului cu reacție diferă de cele ale amplificatorului de bază. Și aici reacția negativă are efecte favorabile, deoarece produce modificări într-un asemenea sens încît amplificatorul tinde să se transforme într-un amplificator ideal (cu amplificarea independentă de circuitul exterior). Examinarea acestui aspect este însă imposibilă dacă nu concretizăm natura semnalelor \underline{X}_1 și \underline{X}_2 din figura 14.1. Pe de altă parte, trebuie să recunoaștem că pînă în acest moment am lucrat în mod tacit cu blocuri „ideale”, caracterizate de funcții de transfer independente de circuitul exterior. Acesta nu este cazul circuitelor reale.

În cele ce urmează ne propunem să concretizăm o teorie a reacției aplicabilă circuitelor concrete, teorie care pleacă de la configurația conexiunilor între blocurile din figura 14.1, adică de la topologia circuitelor cu reacție.

14.2. TOPOLOGIA CIRCUITELOR CU REACȚIE

14.2.1. Tipuri de reacție

Semnalul de reacție, \underline{X}_f , care se compară cu semnalul dat de generator, \underline{X}_g , este proporțional cu semnalul de ieșire, \underline{X}_s . Semnalul de ieșire poate fi curent sau tensiune. Semnalele care sînt asociate comparatorului de la intrare (\underline{X}_g , \underline{X}_f și \underline{X}_i) pot fi, independent de \underline{X}_s , fie curenți, fie tensiuni. Există în total patru posibilități, care sînt examinate în cele ce urmează.

● Schema din figura 14.5 ilustrează aplicarea reacției unui amplificator de tensiune. Rețeaua de reacție ia un eșantion al tensiunii de ieșire și îl compară cu tensiunea dată de generatorul de semnal. Reacția se numește cu eșantionare în nod și comparare pe buclă.

Alte denumiri sînt *reacție de tensiune serie* sau *reacție serie-paralel*.

● În figura 14.6 se prezintă o reacție cu eșantionare pe buclă și comparare în nod. La intrare se aplică un curent de reacție care este un eșantion al curentului de ieșire. Din modul în care se consideră semnalele apare firesc să privim amplificatorul de bază ca un amplificator de curent. Aceasta nu înseamnă însă că amplificatorul este ideal.

Reacția se mai numește *de curent paralel* sau *reacție paralel-serie*.

● Figura 14.7 ilustrează o reacție cu eșantionare în nod și comparare în nod aplicată unui amplificator transimpedanță (mărimea de ieșire — tensiunea, mărimea de intrare-curentul).

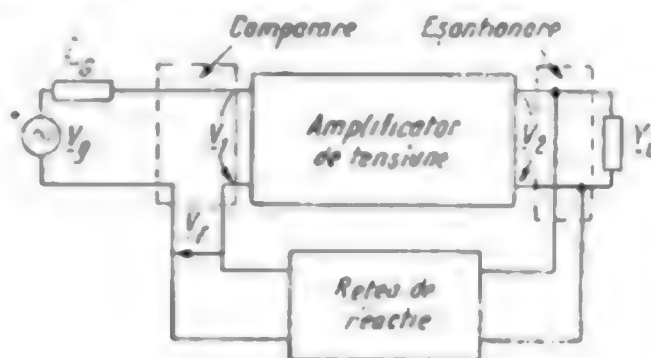


Fig. 14.5

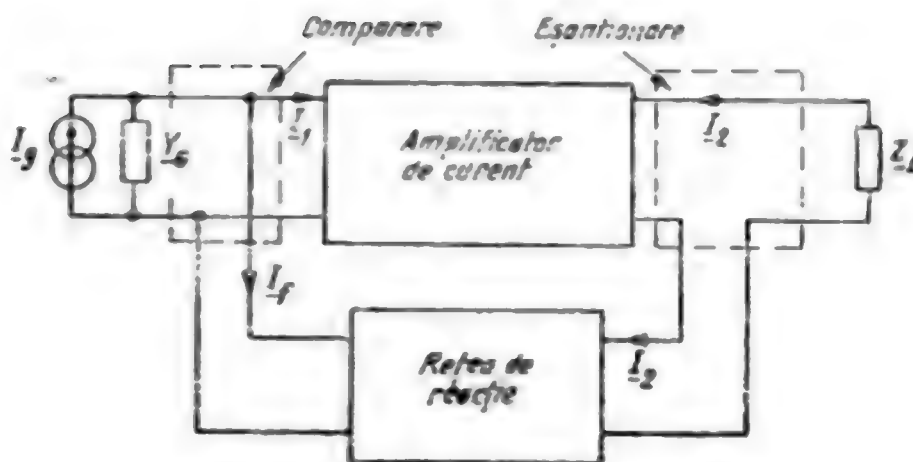


Fig. 14.6

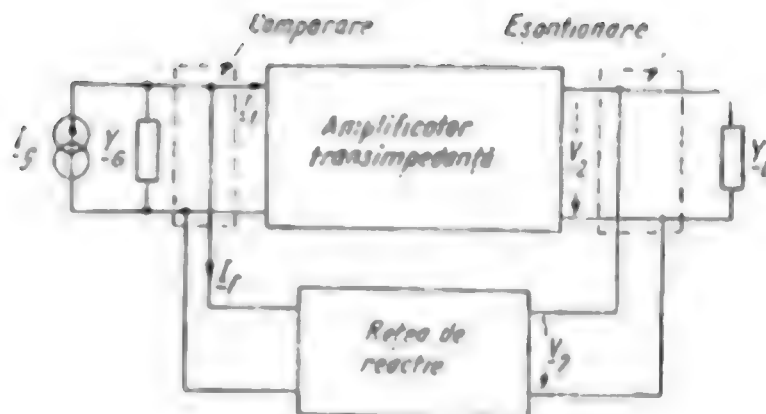


Fig. 14.7

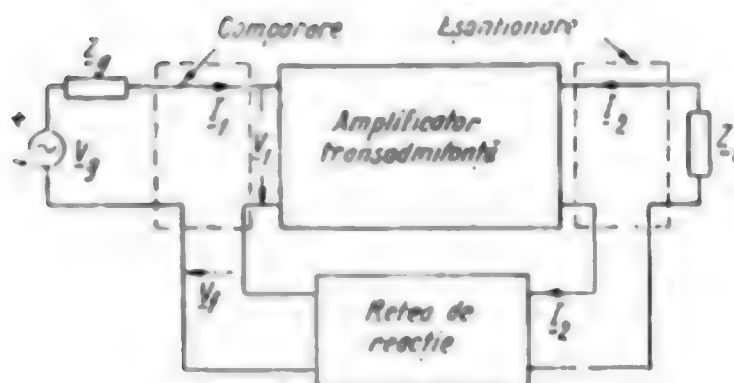


Fig. 14.8

Se mai numește reacție de tensiune paralel sau reacție paralel-paralel.

● Figura 14.8 prezintă reacția cu eșantionare pe buclă și comparare pe buclă, aplicată unui amplificator transadmitanță.

Alte denumiri: reacție de curent serie sau reacție serie-serie.

○ Notă. În fiecare dintre aceste configurații (topologii) reacția poate fi pozitivă sau negativă.

Ca o introducere la teoria reacției vom studia situații în care :

- amplificatorul este unilateral ;
- generatorul este ideal ;
- rețeaua de reacție este un „atenuator ideal”.

14.2.2. Amplificator de tensiune cu reacție

Cazul amplificatorului de tensiune este discutat cu referire la figura 14.9. Pentru simplitate, toate impedanțele sînt considerate rezistențe. Amplificatorul este modelat ca un generator de tensiune, cu amplificarea de tensiune în gol $a_{v\infty}$. Deoarece impedanța de intrare a rețelei de reacție este infinită, amplificarea va fi :

$$\underline{a}_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{R_L}{R_L + R_0} a_{v\infty}. \quad (14.17)$$

Semnalul de reacție este

$$\underline{V}_f = f\underline{V}_2 = f a_v \underline{V}_1 = T \underline{V}_1. \quad (14.18)$$

iar amplificarea cu reacție

$$\begin{aligned} \underline{A}_v &= \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_s} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1 + \underline{V}_f} = \\ &= \frac{\underline{V}_2/\underline{V}_1}{1 + \underline{V}_f/\underline{V}_1} = \frac{a_v}{1 + T}. \end{aligned} \quad (14.19)$$

Rezistența de intrare „cu reacție” este

$$R_{o,f} = \frac{\underline{V}_s}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{V}_1 + \underline{V}_f}{\underline{I}_1} = R_i \left(1 + \frac{\underline{V}_f}{\underline{V}_1} \right) = R_i (1 + T), \quad (14.20)$$

iar rezistența de ieșire $R_{o,f}$ se estimează cu $\underline{V}_s = 0$ și găsim succesiv

$$\underline{V}_2 = a_{v\infty} \underline{V}_1 + R_o \underline{I}_2 = -a_{v\infty} f \underline{V}_2 + R_o \underline{I}_2; \quad (14.21)$$

$$R_{o,f} = \left. \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2} \right|_{\underline{V}_s=0} = \frac{R_o}{1 + f a_{v\infty}} = \frac{R_o}{1 + T^*}, \quad (14.22)$$

unde

$$T^* = T|_{R_L \rightarrow \infty} = f \cdot a_v|_{R_L \rightarrow \infty} = f a_{v\infty} \quad (14.23)$$

este tensiunea pe buclă calculată în gol.

Să presupunem că reacția este negativă: $T > 0$; $F = 1 + T > 1$ și $|A_v| < |a_v|$. Rezistența de intrare a amplificatorului cu reacție este rezistența de intrare a amplificatorului de bază, R_i , multiplicată prin $F > 1$, deci crește față de R_i .

Rezistența de ieșire scade prin aplicarea reacției negative ($T^* > 0$) dar nu exact în raportul în care scade amplificarea (factorul de reacție este corectat).

Prin creșterea rezistenței de intrare și scăderea rezistenței de ieșire ca urmare a aplicării reacției negative, amplificatorul poate fi mai ușor atacat în tensiune și respectiv citit în tensiune, deci este un *amplificator de tensiune mai bun*.

○ **Precizare.** Aplicarea unei reacții pozitive inversează concluziile de mai sus.

○ **Observație.** Aplicarea teoriei este deosebit de simplă, cu condiția ca rețeaua de reacție prezentă într-o schemă bine determinată să poată fi într-adevăr idealizată. În realitate rețeaua de reacție încarcă atât circuitul de intrare, cât și circuitul cel de ieșire al amplificatorului. De aceea conectarea acestei rețele produce mai multe modificări în calcule decât simpla adăugare a semnalului de reacție pe bucla de intrare.

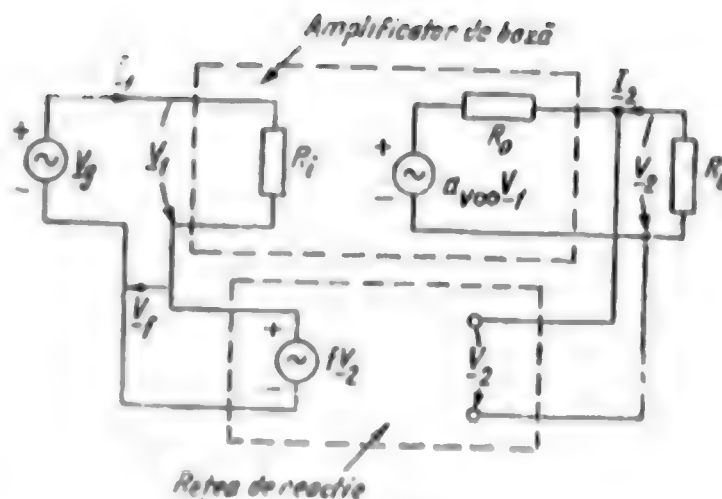


Fig. 14.9

14.2.3. Amplificator transimpedanță cu reacție

Un al doilea exemplu ales acela al amplificatorului transimpedanță. Amplificatorul de bază va fi privit, de la bornele de ieșire, ca un generator de tensiune controlat în curent. Este un generator „real” cu o anumită rezistență de ieșire, R_o (fig. 14.10). Amplificarea „fără reacție” (amplificarea amplificatorului de bază) este:

$$\underline{a}_z = \frac{V_2}{I_1} = \frac{a_{z0} R_L}{R_L + R_o} \quad (14.24)$$

Transmisia pe buclă are expresia ($I_f = fV_2$)

$$\underline{T} = \frac{I_f}{I_1} = \frac{I_f}{V_2} \cdot \frac{V_2}{I_1} = f \underline{a}_z, \quad (14.25)$$

iar amplificarea „cu reacție”

$$\underline{A}_z = \frac{V_2}{I_s} = \frac{V_2}{I_f + I_1} = \frac{V_2/I_1}{1 + I_f/I_1} = \frac{\underline{a}_z}{1 + \underline{T}} \quad (14.26)$$

Conductanța de intrare este

$$G_{i,f} = \frac{I_s}{V_1} = \frac{I_1 + I_f}{V_1} = G_i(1 + \underline{T}) \quad (14.27)$$

și crește datorită aplicării unei reacții negative ($\underline{T} > 0$), deci rezistența de intrare scade (în contrast cu rezultatul obținut în cazul precedent). În schimb formula

$$R_{o,f} = \frac{R_o}{1 + \underline{T}^*}, \quad \underline{T}^* = \underline{T} \Big|_{R_L \rightarrow \infty} \quad (14.28)$$

se reia și în acest caz (topologia la ieșirea amplificatorului este aceeași). Rezistența de ieșire scade datorită reacției negative.

Proprietatea de mai sus poate fi explicată calitativ în felul următor. În cazul eșantionării în nod, prin aplicarea reacției negative se tinde să se mențină tensiunea de la ieșire constantă atunci cînd variază amplificarea \underline{a}_z . Dar o cauză de variație a lui \underline{a}_z este variația rezistenței de sarcină R_L . Ca urmare V_2 tinde, datorită aplicării reacției negative, să depindă mai puțin de sarcina R_L . De aici tragem concluzia că rezistența de ieșire scade datorită reacției negative.

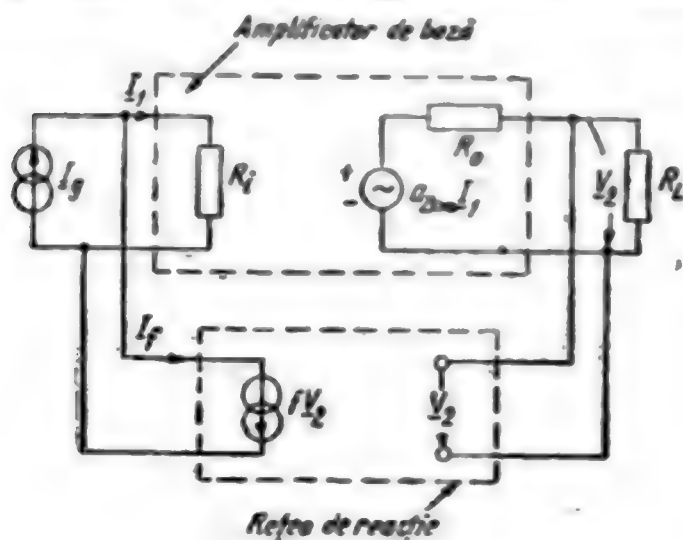


Fig. 14.10

14.3. REACȚIA CU EȘANTIONARE ÎN NOD ȘI COMPARARE ÎN NOD

14.3.1. Descrierea cu parametri de cuadripol

Renunțînd la presupunerile simplificatoare din paragrafele precedente, vom apela

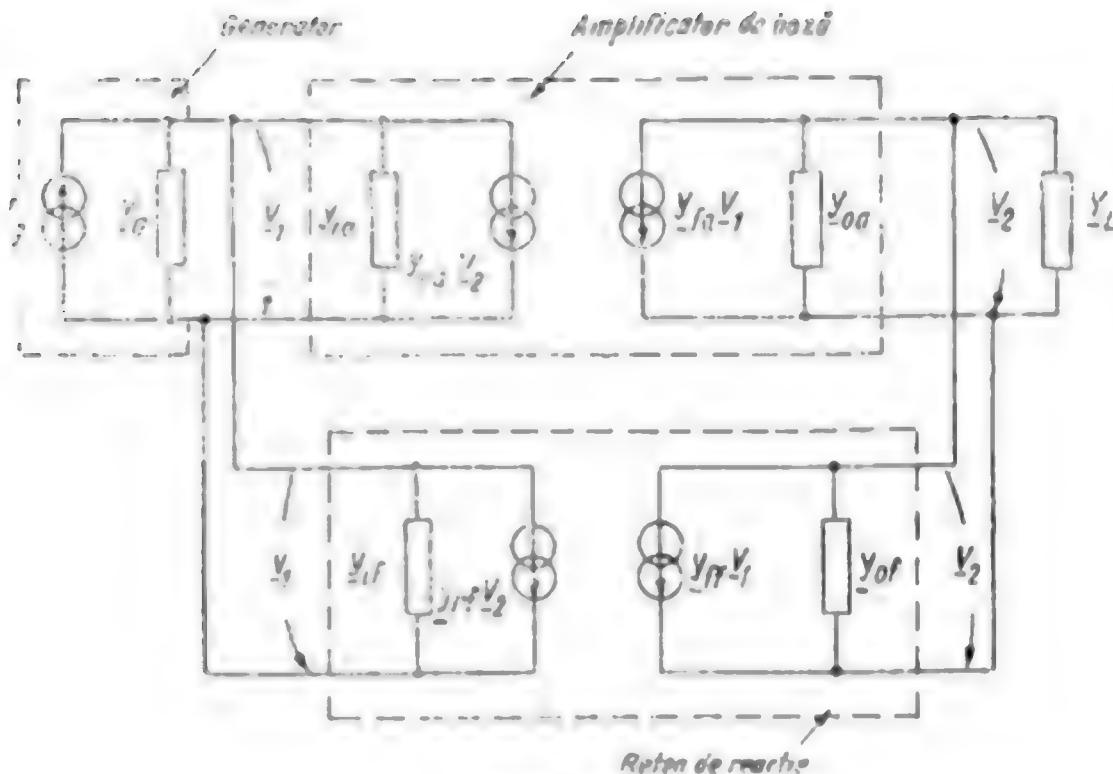


Fig. 14.11

la descrierea cea mai generală a amplificatorului de bază și respectiv a circuitului de reacție: vom folosi parametrii de cuadripol.

Orice parametri se pot folosi în principiu dar este rațional să-i alegem pe cei care ușurează calculele. În cazul topologiei nod-nod este indicată o reprezentare paralel, așa după cum se va vedea imediat.

Se apelează la *reprezentarea cu parametri admitanță* atât pentru amplificator, cât și pentru rețeaua de reacție (fig. 14.11). Generatorul de semnal apare sub forma unui generator de curent.

Se aplică teorema I-a a lui Kirchhoff în nodurile de intrare și respectiv de ieșire:

$$I_G = (Y_G + y_{ra} + y_{rf})V_1 + (y_{fa} + y_{of})V_2; \quad (14.29)$$

$$0 = (y_{fa} + y_{rf})V_1 + (Y_L + y_{ra} + y_{of})V_2. \quad (14.30)$$

Eliminând pe V_1 explicităm amplificarea:

$$\begin{aligned} A_z = \frac{V_2}{I_G} &= \\ &= \frac{y_{fa} + y_{rf}}{(y_{fa} + y_{rf})(y_{ra} + y_{of}) - (Y_G + y_{ra} + y_{rf})(Y_L + y_{ra} + y_{of})}. \end{aligned} \quad (14.31)$$

14.3.2. Transmisia unilaterală pe bucla de reacție

Formula (14.31) este complicată, mult mai puțin sugestivă decât relația (14.4). În plus, aplicarea ei presupune determinarea parametrilor de cuadripol (opt parametri determinați prin calcul pe patru circuite diferite: câte două blocuri în condiții de scurtcircuit la intrare, respectiv ieșire).

O presupunere simplificatoare care poate fi bine tolerată în practică este cea a circulației semnalului într-un sens bine determinat pe bucla de reacție :

- de la intrare spre ieșire prin amplificator :
- de la ieșire spre intrare prin circuitul de reacție.

Ca urmare, vom neglija pe \underline{y}_H în raport cu \underline{y}_s :

$$\mathcal{A}_s(\underline{y}_s) \gg \mathcal{A}_s(\underline{y}_H), \mathcal{D}_m(\underline{y}_s) \gg \mathcal{D}_m(\underline{y}_H) \quad (14.32)$$

și pe \underline{y}_s în raport cu \underline{y}_H

$$\mathcal{A}_s(\underline{y}_H) \gg \mathcal{A}_s(\underline{y}_s), \mathcal{D}_m(\underline{y}_H) \gg \mathcal{D}_m(\underline{y}_s). \quad (14.33)$$

Formula (14.31) devine atunci

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{y}_s}{\underline{y}_s \underline{y}_H - (\underline{Y}_G + \underline{y}_s + \underline{y}_H)(\underline{Y}_L + \underline{y}_s + \underline{y}_H)}. \quad (14.34)$$

În acest moment vom defini o *amplificare în buclă de reacție deschisă* :

$$\underline{a}_s = \underline{A}_s|_{\underline{y}_H=0} = - \frac{\underline{y}_s}{(\underline{Y}_G + \underline{y}_s + \underline{y}_H)(\underline{Y}_L + \underline{y}_s + \underline{y}_H)}, \quad (14.35)$$

ceea ce ne permite să scriem

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{a}_s}{1 + \underline{y}_H \underline{a}_s} = \frac{\underline{a}_s}{1 + \underline{T}}, \quad \underline{T} = \underline{y}_H \underline{a}_s. \quad (14.36)$$

○ **Precizare.** Această expresie prezintă o *asemănare formală* cu relația (14.4) care dă amplificarea cu reacția în funcție de amplificarea fără reacție și de funcția de transfer a rețelei de reacție.

14.3.3. Teoria reacției cu eșantionare în nod și compurare în nod

Cu intenția de a da un sens mărimilor \underline{a}_Z și \underline{y}_H din expresia (14.36), vom modifica așezarea admitanțelor din schema echivalentă arătată în figura 14.11 ($\underline{y}_s = 0$ și $\underline{y}_H = 0$), construind un *amplificator „modificat”* cu amplificarea \underline{a}_Z și o rețea de reacție „idealizată” care are funcția de transfer \underline{y}_H (fig. 14.12). Ne găsim astfel într-o situație foarte apropiată de cea descrisă în figura 14.10 (diferențele sînt următoarele : generatorul de curent are o admitanță internă ; amplificatorul este echivalat cu un alt circuit). De data aceasta mărimile care intervin în expresia amplificării „cu reacție” (mai bine — *în buclă de reacție închisă*), \underline{A}_Z , nu mai sînt asociate unor blocuri reale. Acest fapt nu este totuși un impediment, cu condiția ca \underline{a}_Z și \underline{y}_H să se poată determina ușor, de pe circuite mai simple decît circuitul complet.

Într-adevăr, \underline{a}_Z și \underline{T} se pot determina direct (fără a mai apela la parametrii de cuadripol) de pe circuitul din figura 14.13 (echivalent cu cel din figura 14.12). Acesta este amplificatorul în buclă deschisă. Nu este un cir-

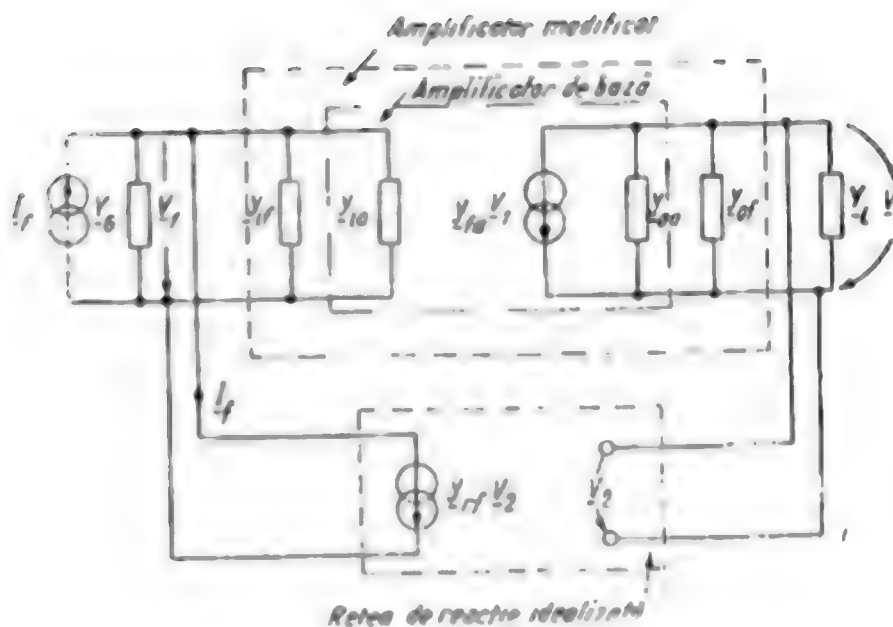


Fig. 14.12

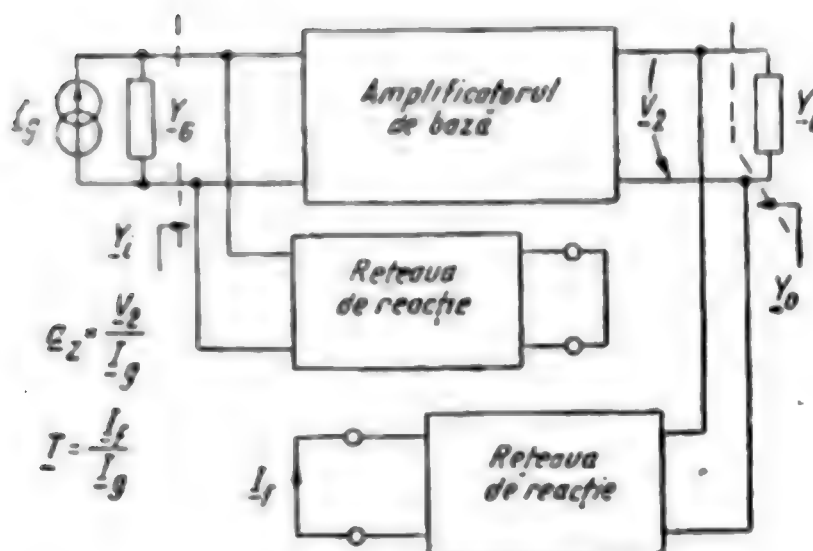


Fig. 14.13

cuit fizic real (de observat că rețeaua de reacție apare de două ori), ci un circuit de calcul, pe care se definesc și se calculează

$$\underline{a}_2 = \frac{V_2}{I_g} \quad \text{și} \quad \underline{T} = \frac{I_f}{I_g} \quad (14.37)$$

pentru a fi folosite în formulele de calcul ale parametrilor amplificatorului real (în buclă de reacție închisă).

○ Atragem atenția asupra faptului că V_2 și I_f calculate cu formulele (14.37) nu au valorile din circuitul real („cu reacție”).

Desigur, prima aplicație a acestei teorii este determinarea amplificării cu formula (14.36).

Impedanța de ieșire și impedanța de intrare pot fi determinate adaptând rezultatele din paragraful 14.2.3 (analogia între figura 14.10 și figura 14.12). Admitanța de intrare va fi scrisă adaptând formula (14.27):

$$\underline{Y}_{i,f} = \underline{Y}_i(1 \div \underline{T}'), \quad (14.38)$$

unde

$$\underline{Y}_i = \underline{y}_u + \underline{y}_q \quad (14.39)$$

este admitanța de intrare a amplificatorului în buclă deschisă (fig. 14.13) sau a amplificatorului „modificat” (fig. 14.12). Pe de altă parte

$$\underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{y}_o=0} \quad (14.40)$$

deoarece, evident, în calculul admitanței de intrare \underline{Y}_i , nu intervine (calculul se face atacînd amplificatorul cu un generator ideal de curent). Desigur, formula (14.38) poate fi verificată prin calcul direct pe figura 14.12.

Similar, admitanța de ieșire este

$$\underline{Y}_{o,f} = \underline{Y}_o(1 \div \underline{T}''). \quad (14.41)$$

unde

$$\underline{Y}_o = \underline{y}_u + \underline{y}_q \quad (14.42)$$

este admitanța de ieșire a amplificatorului în buclă deschisă (fig. 14.13), iar

$$\underline{T}'' = \underline{T}|_{\underline{y}_L=0} \quad (14.43)$$

este transmisia pe buclă calculată cu ieșirea în gol (a se compara cu relația 14.28).

14.3.4. Exemple de aplicare a teoriei

● Etajul de amplificare din figura 14.14, *a* are o reacție nod-nod (sau paralel-paralel) prin rezistența R . Este o reacție negativă deoarece potențialul colectorului și respectiv al bazei variază în antifază. Schema de curent alternativ apare în figura 14.14, *b*, redesenată astfel pentru a pune în evidență amplificatorul și rețeaua de reacție. Schema în buclă de reacție deschisă este reprezentată în figura 14.14, *c*. Ea este desenată după regula din figura 14.13. Se observă cum R încarcă amplificatorul atât la intrare, cît și la ieșire. Vom face calculele pe schema din figura 14.14, *d*, unde tranzistorul a fost înlocuit cu circuitul său echivalent (aici vom lua $h_{ie} \cong 0$ și $h_{oe} \cong 0$). Cu notațiile de pe figură, rezultă

$$a_x = \frac{V_x}{I} = -h_{fe}R'_C \frac{R'_C}{R'_C + h_{ie}}, \quad K'_C = \frac{R'_C R}{R'_C + R}, \quad (14.44)$$

$$\underline{T} = \frac{h_{fe}R'_C}{R'_C + R} \cdot \frac{R'_C}{R'_C + h_{oe}} = \text{real, pozitiv}. \quad (14.45)$$

Dacă h_{fe} este suficient de mare, atunci reacția negativă este suficient de puternică ($T \gg 1$). Este probabil ca $R'_C \gg h_{ie}$, dar $R'_C \gg R$, astfel încît este necesar ca

$$T \cong h_{fe} \frac{R'_C}{R} \gg 1 \text{ (reacție puternică)}. \quad (14.46)$$

Rezistența de intrare cu reacție se calculează cu formula 14.48) a d., R_i rezultă din figura 14.14, d (R , R_c și h_u în paralel), iar

$$\underline{T}' = \underline{T} \Big|_{R_c \rightarrow \infty} = \frac{h_{fe} R_c'}{R} \cdot \frac{R'}{R' + h_{ie}}, \quad R' = \frac{R_c R}{R_c + R} \quad (14.48)$$

Se verifică ușor că $T' > T$, deci putem presupune $T \gg 1$. Ca urmare,

$$R_{i,f} \cong \frac{1}{T'} \cdot \frac{R' h_{ie}}{R' + h_{ie}} = h_{ie} \cdot \frac{R}{h_{ie} R_c' + R} \cong \frac{h_{ie}}{R_c'} \cdot \frac{R_c' + R}{R_c'} \quad (14.49)$$

și cu $R_c' \ll R$ găsim

$$R_{i,f} \cong \frac{R}{R_c' h_{fe}} h_{ie} \ll h_{ie} \quad (14.50)$$

(în conformitate cu inegalitatea 14.40). Deoarece rezistența de intrare a etajului fără reacție este aproximativ h_{ie} ($h_{ie} \ll R_c$), rezultă clar reducerea rezistenței de intrare datorită reacției.

Rezistența de ieșire în buclă de reacție deschisă este ($h_{oe} \cong 0$)

$$R_o = \frac{R R_c}{R + R_c} \quad (14.51)$$

Pentru aplicarea formulei (14.41) avem nevoie de

$$T'' = T \Big|_{R_c \rightarrow \infty} = \frac{h_{fe} R_c}{R_c + R} \cdot \frac{R_c'}{R_c' + h_{ie}} > T \gg 1, \quad (14.52)$$

deci

$$R_{o,f} \cong \frac{R_o}{T''} = \frac{R}{h_{fe}} \left(1 + \frac{h_{ie}}{R_c'} \right) \cong \frac{R}{h_{fe}} \quad (14.53)$$

Rezistența de ieșire în absența reacției (a nu se confunda cu R_o , rezistența în buclă deschisă) este R_c . Dorim, desigur, ca $R_{o,f} \ll R_c$. Această condiție este satisfăcută, deoarece $R_c \gg R/h_{fe}$ din relația (14.46), unde $R_c > R_c'$.

Vom verifica acum în ce măsură condițiile (14.32) și (14.33) care stau la baza teoriei din paragraful 4.3.3 sînt într-adevăr satisfăcute. Pentru cuadripolul de reacție din figura 14.14, b se găsește ușor

$$\underline{y}_{ff} = \underline{y}_f = -\frac{1}{R} \quad (14.54)$$

Verificăm

$$\underline{y}_{fo} = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cong \beta_m \gg |\underline{y}_{ff}| = \frac{1}{R}, \quad (14.55)$$

condiție foarte ușor de îndeplinit. A doua condiție este

$$|\underline{y}_{fo}| = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \ll |\underline{y}_f| = \frac{1}{R} \quad (14.56)$$

și poate fi și ea satisfăcută ținînd seama că $h_{ie} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$.

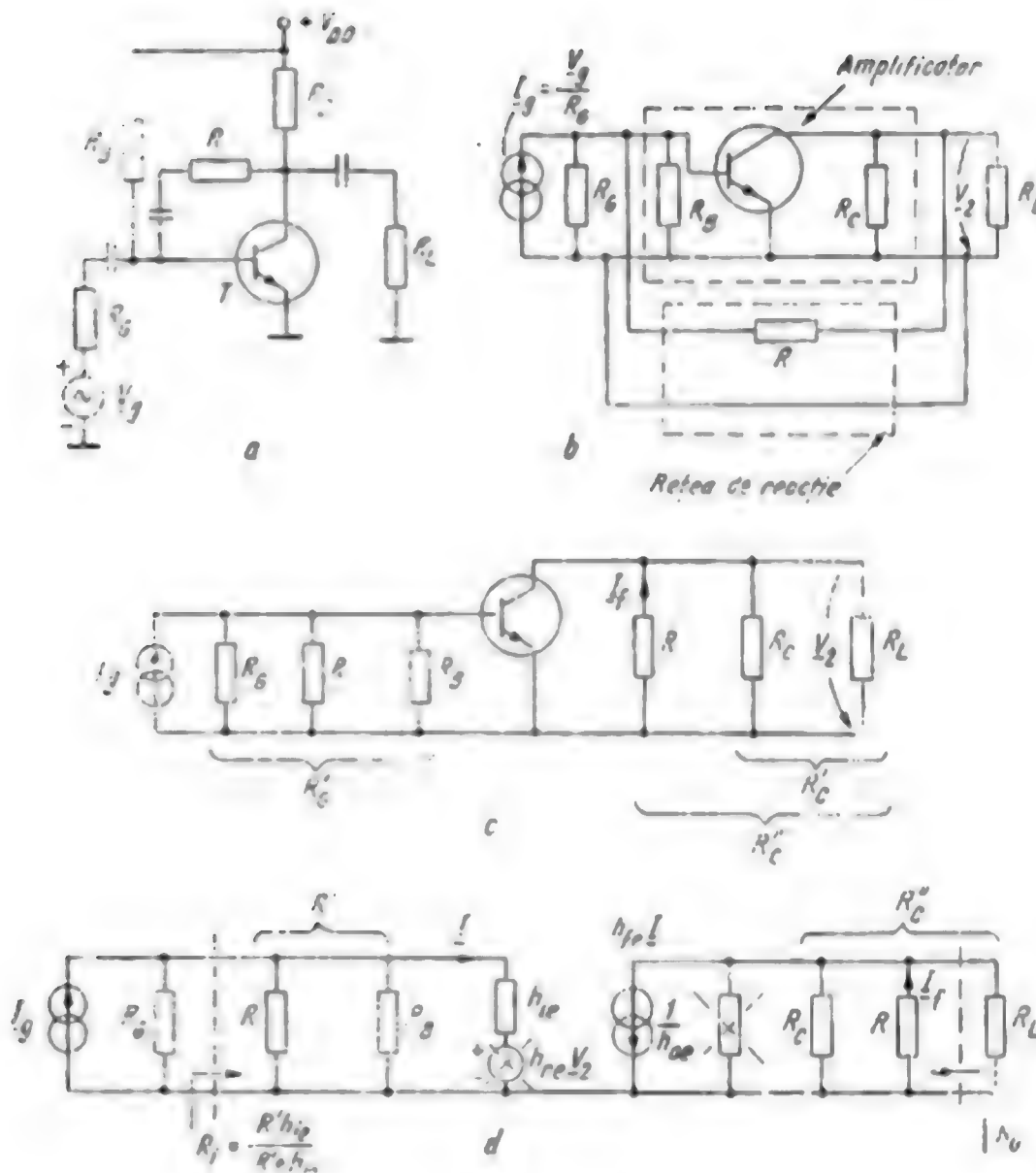


Fig. 14.14

Aplicind formula (14.36), obținem amplificarea în buclă de reacție închisă

$$\underline{A_z} = \frac{\underline{a_z}}{1 + \underline{T}} \cong \frac{\underline{a_z}}{\underline{T}} = -R. \quad (14.47)$$

Notăm aici că în cazul unei reacții puternice $\underline{A_z} \cong \frac{1}{\underline{y_{ff}}}$, unde $\underline{y_{ff}}$ se poate calcula direct pentru cuadripolul de reacție precizat în figura 14.14, b. Deoarece $\underline{y_{ff}} = -1/R$, se reobține rezultatul din relația (14.47) ceea ce era de așteptat.

○ **Notă.** Dorim, desigur, ca R să fie cât mai mare (pentru a putea comanda tensiunea cerută $\underline{V_z} = \underline{A_z} \underline{I_s}$ cu un curent $\underline{I_s}$ cât mai mic). Dacă se alege R prea mare atunci condiția (14.46) nu mai este satisfăcută și reacția negativă nu este suficient de puternică pentru a desensibiliza amplificatorul.

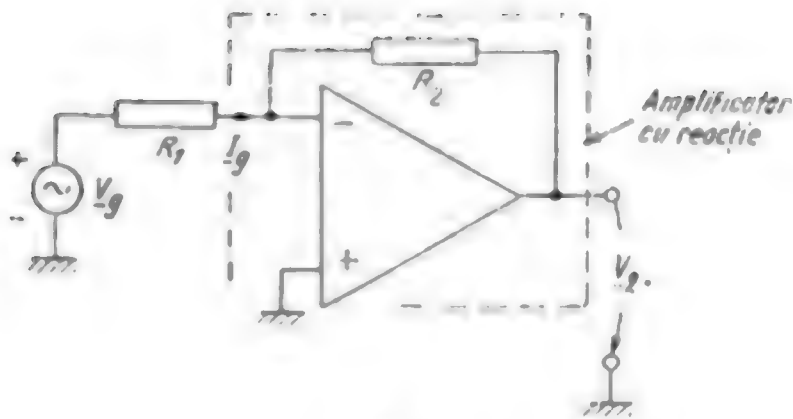


Fig. 14.15

● O reacție nod-nod ca cea din figura 14.14 poate fi aplicată și unui amplificator cu câștig mai mare (de exemplu cu trei etaje *EC*). Ne vom referi însă, ca un al doilea exemplu, la configurația inversoare din tabelul 13.3, reluată în figura 14.15. Amplificatorul operațional este amplificatorul de bază, iar reacția negativă se aplică prin R_2 . Semnalul la intrare este curentul $I_g = V_g/R_1$ (R_1 se înglobează în generator), iar amplificarea cerută este $A_2 = V_2/I_g$. Deoarece amplificarea a_2 este foarte mare rezultă $A_2 \cong 1/y_{ff} = -R_2$, ceea ce se obține de altfel și prin calcul direct (paragraful 13.2.4.)

14.4. REACȚIA CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARARE PE BUCLĂ

14.4.1. Teoria generală

Dezvoltarea matematică asociată acestui tip de reacție serie-serie se bazează pe folosirea parametrilor impedanță ai celor doi cuadripoli, așa cum se arată în figura 14.16. Generatorul de semnal apare sub forma unui generator de tensiune, în conformitate cu conexiunea „tip buclă” de la intrare.

Se scriu ecuațiile

$$\underline{V}_s = (\underline{Z}_G + z_{ie} + z_{if})I_1 + (z_{if} + z_{oe})I_2; \quad (14.57)$$

$$0 = (z_{ie} + z_{if})I_1 + (\underline{Z}_L + z_{oe} + z_{of})I_2. \quad (14.58)$$

Deoarece (paragraful 14.1.1) mărimea de ieșire este curentul, iar mărimile de la intrare sînt tensiuni, este normal să privim circuitul ca un amplificator transadmitanță. Se obține

$$\underline{A}_V = \frac{I_2}{\underline{V}_s} = \frac{z_{ie} + z_{if}}{(z_{ie} + z_{if})(z_{oe} + z_{of}) - (\underline{Z}_G + z_{ie} + z_{if})(\underline{Z}_L + z_{oe} + z_{of})}. \quad (14.59)$$

Presupunind și aici transmisia unilaterală pe bucla de reacție (a se vedea paragraful 14.3.2), putem considera:

$$\Re(z_{ff}) \ll \Re(z_{ie}), \quad \Im(z_{ff}) \ll \Im(z_{ie}); \quad (14.60)$$

$$\Re(z_{oe}) \ll \Re(z_{if}), \quad \Im(z_{oe}) \ll \Im(z_{if}). \quad (14.61)$$

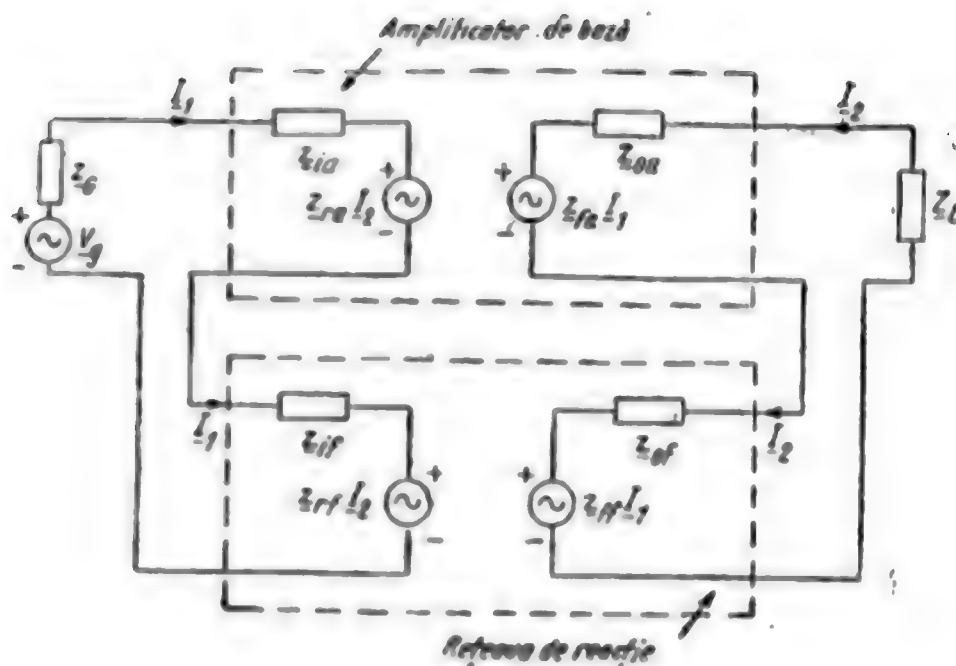


Fig. 14.16

Ca urmare obținem

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{a}_Y}{1 + \underline{z}_r \underline{a}_Y} = \frac{\underline{a}_Y}{1 + \underline{T}} \quad (14.62)$$

unde

$$\underline{a}_Y = \underline{A}_Y|_{\underline{z}_r=0} = \frac{-\underline{z}_{fa}}{(\underline{Z}_G + \underline{z}_{ia} + \underline{z}_{if})(\underline{Z}_L + \underline{z}_{oa} + \underline{z}_{of})} \quad (14.63)$$

este amplificarea în buclă deschisă. Atît \underline{a}_Y cît și transmisia pe buclă, \underline{T} , se determină de pe schema în buclă deschisă din figura 14.17. Se observă cum s-a ținut seama de încărcarea dată de rețeaua de reacție atît la intrarea, cît și la ieșirea rețelei de reacție. Se verifică corectitudinea formulei (14.63), care ne dă $\underline{a}_Y = I_2/V_g$. Similar se determină $\underline{T} = V_f/V_1 = \underline{z}_r \underline{a}_Y$.

Lăsăm în seama cititorului demonstrarea formulelor

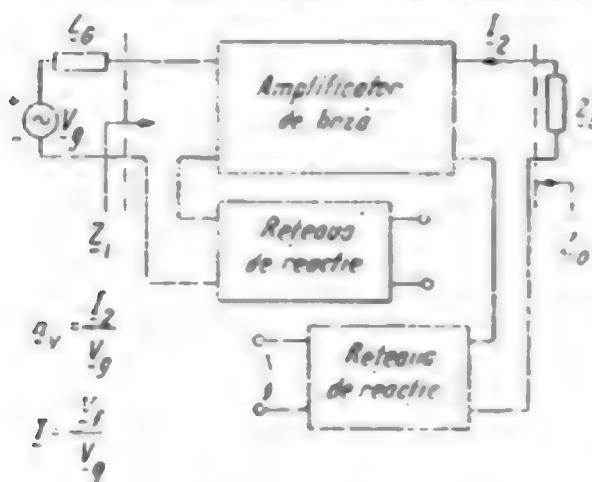


Fig. 14.17

$$\underline{z}_{if} = \underline{z}_i(1 + \underline{T}), \quad \underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{z}_G=0} \quad (14.64)$$

(unde $\underline{Z}_i = \underline{z}_{ia} + \underline{z}_{if}$ este impedanța în buclă de reacție deschisă, figura 14.17) și respectiv

$$\underline{z}_{of} = \underline{z}_o(1 + \underline{T}'), \quad \underline{z}_o = \underline{z}_{oa} + \underline{z}_{of}, \quad \underline{T}'' = \underline{T}|_{\underline{z}_L=0} \quad (14.65)$$

Reacția negativă produce creșterea rezistenței de intrare și a rezistenței de ieșire tinzînd să trans-

forme amplificatorul original într-un amplificator transadmitanță.

Ca un detaliu observăm că $|\underline{Z}_{L'}|$ este mai mare decât $|\underline{Z}_L|$ atât datorită încărcării suplimentare produse de rețeaua de reacție ($\underline{Z}_L = \underline{z}_u + \underline{z}_v$), cit și datorită semnalului de reacție ($T' \neq 0$). Cel de-al doilea efect este specific reacției negative (fie $T' = T > 0$).

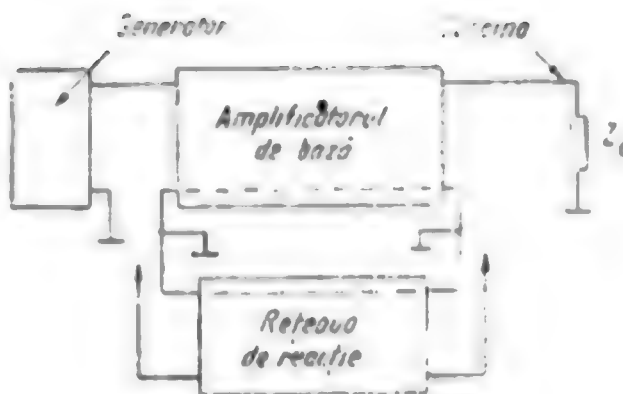


Fig. 14.18

O Notă. În cazul general parametrii impedanță depind de frecvență. Este posibil ca în anumite domenii de frecvență reacția aplicată să devină pozitivă, periclitind astfel stabilitatea funcționării*.

14.4.2. Problema punctului de masă

Așa-numita problemă a punctului de masă apare în următorul context:

- amplificatorul de bază are de regulă un punct comun între intrare și ieșire, care este punctul de masă al întregului montaj;
- exact aceeași situație apare pentru rețeaua de reacție;
- generatorul de semnal are de regulă punct de masă;
- sarcina \underline{Z}_L are de regulă punct de masă.

În aceste condiții constatăm că nu putem închide bucla de intrare, respectiv de ieșire, fără a scurtcircuita rețeaua de reacție (fig. 14.18).

Modul de evitare a acestei dificultăți atât la intrare, cit și la ieșire, va rezulta din exemple ulterioare (problema apare pentru orice topologie care include o buclă). Menționăm deocamdată că în circuitele reale configurația corectă tip buclă nu se mai respectă, ceea ce impune precauții în aplicarea teoriei reacției.

14.4.3. Un exemplu de circuit

Vom relua cazul amplificatorului cu sarcină distribuită (fig. 14.19, a), pe care îl vom trata acum ca pe un circuit cu reacție. Schema de curent alternativ apare în figura 14.19, b și constatăm dificultatea identificării modului de conectare a rețelei de reacție (care cuprinde, evident, pe R_E). Vom apela la o serie de artificii.

Figura 14.20, a arată circuitul pe care se face calculul (am considerat $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$). Admitem că etajul, a cărui mărime de ieșire trebuie să fie curentul, lucrează practic în scurtcircuit, cu $R_L \ll R_C$, deci curentul prin sarcină, I_L , este aproximativ egal cu curentul alternativ de colector.

* Problema stabilității se abordează în cursul de circuite integrate liniare, pe baza unui aparat matematic adecvat.

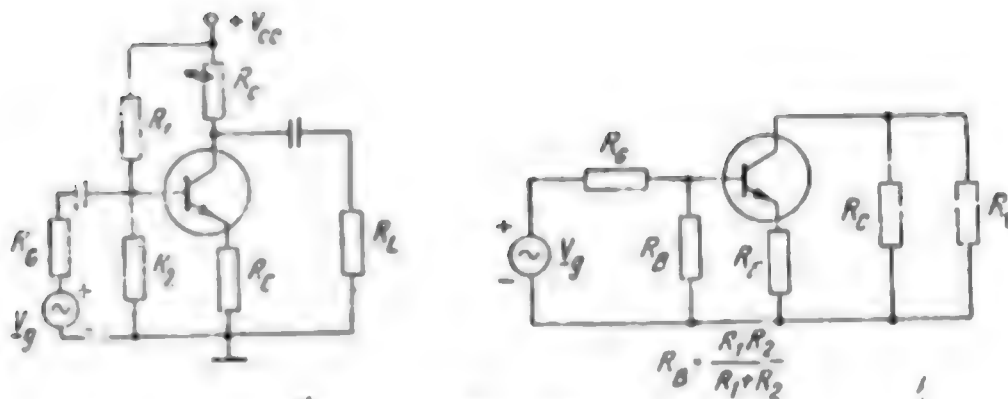


Fig. 14.19

Acasta, la rindul lui, este aproximativ egal cu curentul de emitor. Ca urmare, reacția constă în aplicarea pe bucla de intrare a tensiunii $R_E I_E$, proporțională cu curentul de ieșire. Se constată astfel prezența unei reacții de curent serie (tip serie-serie).

Cuadripolul de reacție este indicat în figura 14.20, b și parametrii săi se pot calcula direct. Cum $z_{if} = z_{of} = z_{if} = z_{of} = R_E$, cuadripolul se înlocuiește ca în figura 14.20, c. Apoi, prin neglijarea lui $z_{if} I_1 = R_E I_1$ și încărcarea amplificatorului cu R_E atât la intrare cit și la ieșire (fig. 14.20, d), se pune în evidență un cuadripol de reacție idealizat care furnizează semnalul de reacție $z_{if} I_2 = R_E I_2$.

Amplificarea în buclă deschisă se determină anulind acest semnal de reacție:

$$\underline{a_z} = \frac{I_2}{V_1} \Big|_{I_2=0} = \frac{h_{fe}}{R_0 + h_{ie} + R_E} \quad (14.66)$$

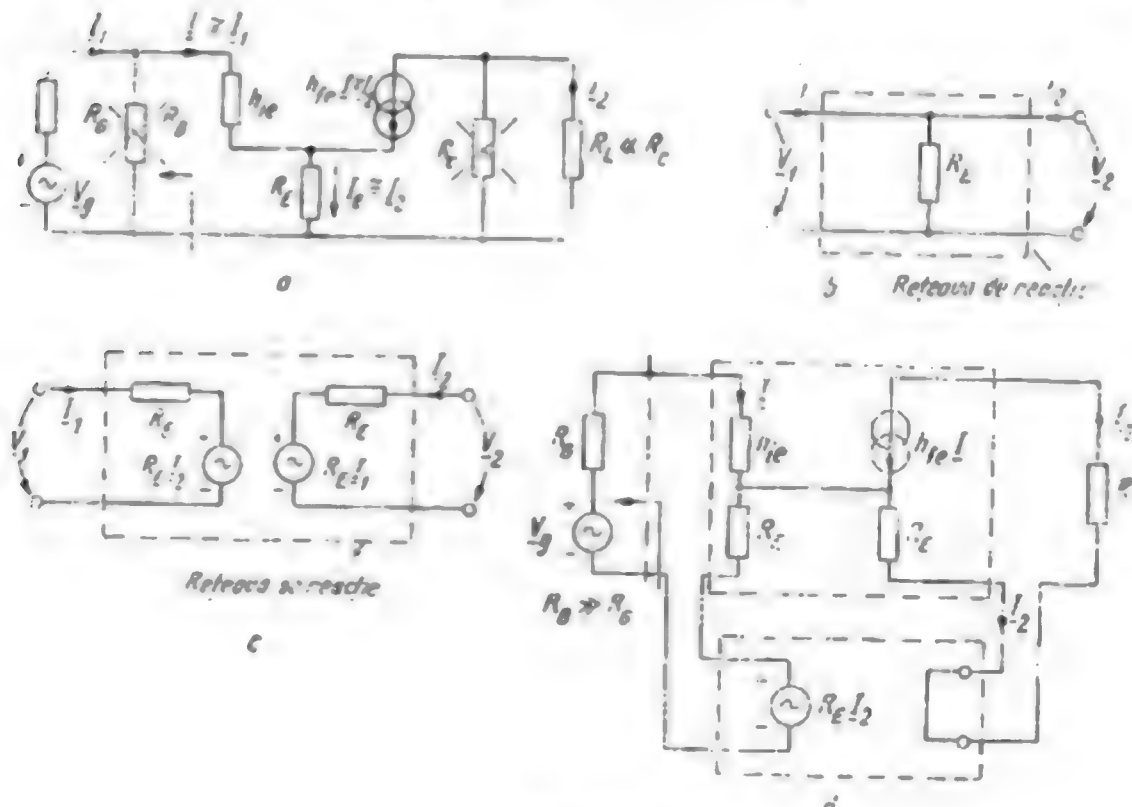


Fig. 14.20

Transmisia pe buclă este

$$\underline{T} = \underline{z}_{ef} \underline{a}_z = \frac{h_{fe} R_E}{R_G + h_{ie} + R_E} \quad (14.67)$$

și o presupunem mult supraunitară ($h_{fe} R_E \gg R_G + h_{ie}$). Obținem

$$\underline{A}_z = \frac{\underline{a}_z}{1 + \underline{T}} = \frac{h_{fe}}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1) R_E} \cong \frac{1}{R_E}. \quad (14.68)$$

○ Notăm că trecerea de la figura 14.20, a la figura 14.20, d se poate face și prin aplicarea celei de-a doua teoremei lui Miller.

○ **Observație** Desigur, circuitele simple cu reacție pot fi analizate și direct, prin aplicarea teoremelor lui Kirchhoff. Teoria reacției își demonstrează utilitatea în cazul unor circuite cu mai multe etaje. Ea asigură nu numai simplificarea calculului, ci și sistematizarea acestuia într-o formă care permite estimarea clară a efectului reacției.

14.5 REACȚIA CU EȘANTIONARE ÎN NOD ȘI COMPARARE PE BUCLĂ

14.5.1. Reacția aplicată unui amplificator de tensiune

În paragraful 14.2.2. am arătat că prin aplicarea unei reacții negative unui amplificator de tensiune se mărește rezistența de intrare și scade rezistența de ieșire. Generalizăm acum aceste calcule modelînd atît amplificatorul de bază, cît și rețeaua de reacție cu ajutorul parametrilor de cuadripol. Deoarece la intrare avem o topologie de tip buclă, iar la ieșire — una de tip nod, vom alege o reprezentare cu parametri h , așa cum se arată în figura 14.21. Se scriu imediat ecuațiile

$$\underline{V}_s = (\underline{Z}_G + \underline{h}_{ie} + \underline{h}_{ef}) \underline{I}_1 + (\underline{h}_{re} + \underline{h}_{rf}) \underline{V}_2; \quad (14.69)$$

$$0 = (\underline{h}_{fe} + \underline{h}_{ff}) \underline{I}_1 + (\underline{Y}_L + \underline{h}_{oe} + \underline{h}_{of}) \underline{V}_2. \quad (14.70)$$

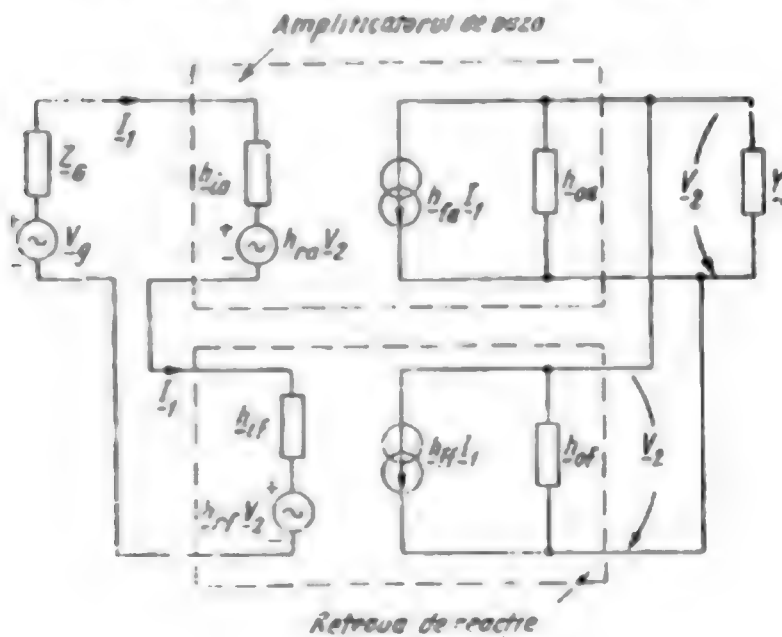


Fig. 14.21

Presupunind din nou unidirecționalitatea transmisiei pe bucla de reacție (se neglijează \underline{h}_{re} și \underline{h}_{rf}), obținem

$$\underline{A}_V \approx \frac{\underline{h}_{fe}}{\underline{h}_{fe}\underline{h}_{fi} - (\underline{Z}_G + \underline{h}_{ie} + \underline{h}_{re})(\underline{Y}_L + \underline{h}_{oe} + \underline{h}_{of})} \quad (14.71)$$

sau

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{a}_V}{1 + \underline{h}_{fi}\underline{a}_V} = \frac{\underline{a}_V}{1 + \underline{T}}, \quad (14.72)$$

unde

$$\underline{a}_V = \underline{A}_V|_{\underline{h}_{fi}=0} = \frac{-\underline{h}_{fe}}{(\underline{Z}_G + \underline{h}_{ie} + \underline{h}_{re})(\underline{Y}_L + \underline{h}_{oe} + \underline{h}_{of})} \quad (14.73)$$

și $\underline{T} = \underline{h}_{fi}\underline{a}_V$ se determină pe circuitul în buclă de reacție deschisă din figura 14.22.

Pe același circuit se determină impedanța de intrare \underline{Z}_i și respectiv impedanța de ieșire \underline{Z}_o în buclă deschisă. Formula (14.22) a rezistenței de ieșire se scria aici fără demonstrație

$$\underline{Z}_{o,f} = \frac{\underline{Z}_o}{1 + \underline{T}'}, \quad \underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{V}_L=0}. \quad (14.74)$$

Singura modificare constă în faptul că atât \underline{Z}_o cât și \underline{T} cuprind efectul încărcării produse de rețeaua de reacție asupra amplificatorului (la intrarea amplificatorului mai apare și $\underline{Z}_G \neq 0$).

Formula

$$\underline{Z}_{i,f} = \underline{Z}_i(1 + \underline{T}'), \quad \underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{Z}_G=0} \quad (14.75)$$

se demonstrează la fel ca în paragraful 14.2.2.

○ Comparind rezultatele obținute pînă acum, remarcăm că forma relației care exprimă corectarea impedanței de intrare sau de ieșire datorită reacției depinde de topologia schemei. Dacă topologia la intrare/ieșire este de tip buclă, atunci impedanța de intrare/ieșire se multiplică prin factorul de reacție $\underline{F} = 1 + \underline{T}$. Dacă topologia la intrare/ieșire este de tip nod atunci admitanța de la intrare/ieșire se multiplică prin $\underline{F} = 1 + \underline{T}$.

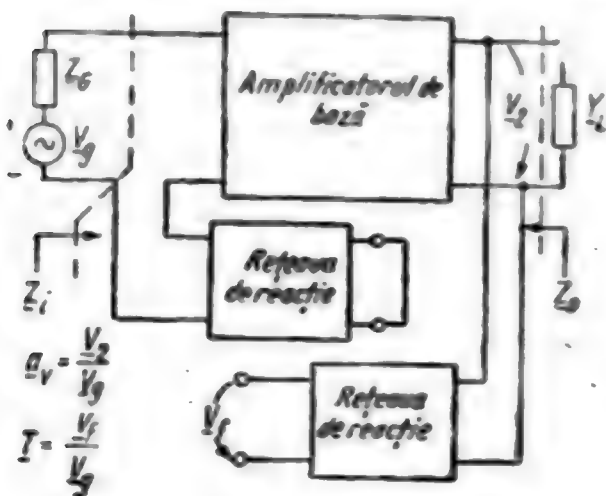


Fig. 14.22

14.5.2. Exemplu de aplicare a teoriei asupra unui amplificator cu două tranzistoare bipolare

În schema din figura 14.23 toate condensatoarele sînt scurt-circuitate în curent alternativ. Amplificatorul cuprinde două etaje de tip EC. Schema de curent alternativ apare în figura 14.24. Tensiunea de reacție este adusă la

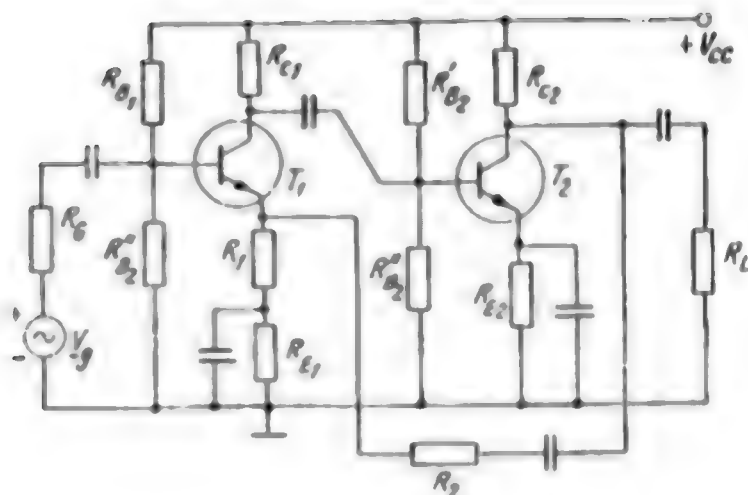


Fig. 14.23

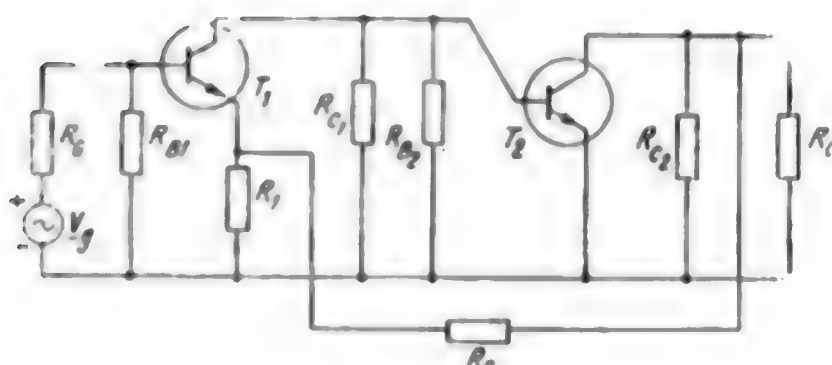


Fig. 14.24

intrare prin divizorul format de rezistențele R_1 și R_2 . Tensiunea de reacție nu se poate aplica în serie cu cea dată de generatorul de semnal (dificultatea punctului de masă). Ea este conectată în emitorul lui T_1 . R_1 nu se găsește pe bucla de intrare, deoarece nu este parcursă de curentul de bază, ci de cel de emitor. O mică problemă o prezintă acum și $R_{B1} = R'_{B1}R_{B1}/(R'_{B1} + R_{B1})$. Vom considera această rezistență încorporată în generator, fără a mai schimba iusă notațiile. Similar, $R_{B2} = R'_{B2}R_{B2}/(R'_{B2} + R_{B2})$ va fi inclusă în R_{C1} .

Figura 14.25 reia același circuit în care tranzistoarele au fost înlocuite cu schemele echivalente. Efectul rețelei de reacție a fost reprezentat la

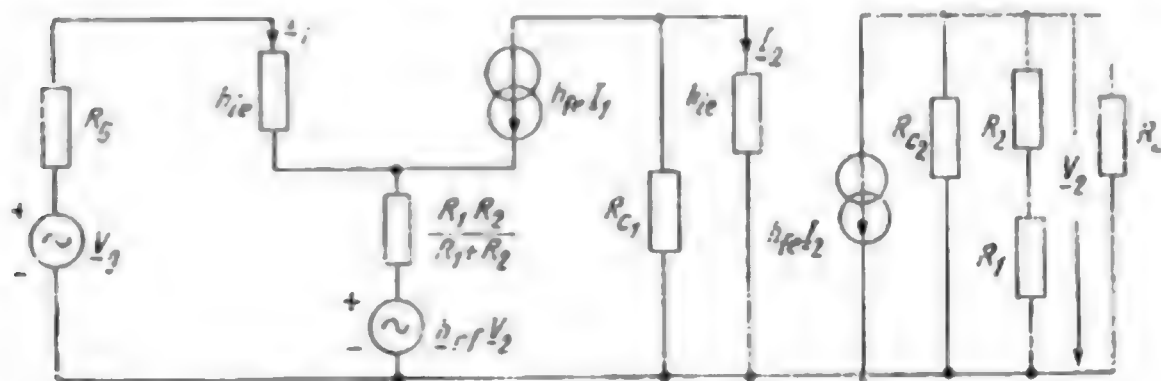


Fig. 14.25

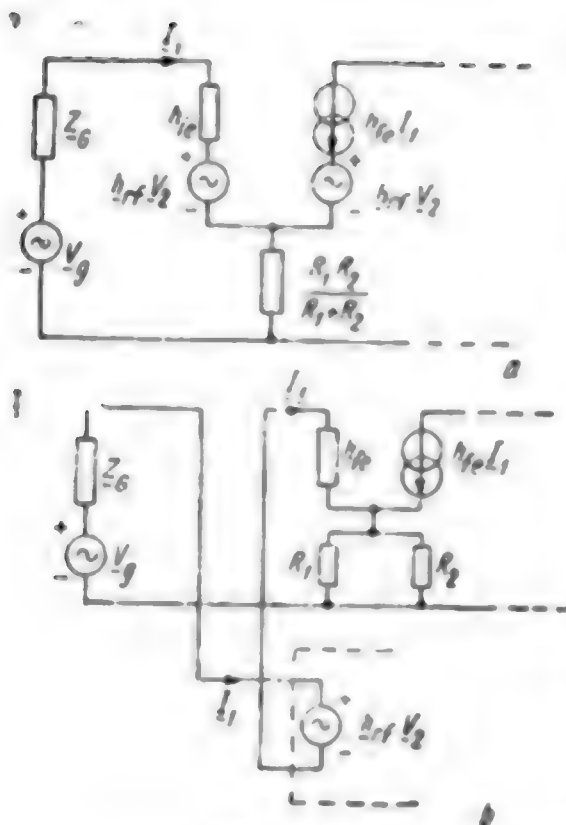


Fig. 14.26

intrare (unde $h_{if} = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$) și la ieșire (unde h_{if} s-a neglijat). Putem ajunge la o configurație de tip buclă mutind generatorul $h_{if} V_2$ deasupra emitorului, ca în figura 14.26, a. Remarcăm că teorema Kirchhoff (aplicată celor două ochiuri conduce la rezultate corecte. Generatorul de tensiune din dreapta nu mai contează însă, deoarece nu are nici un efect în serie cu un generator de curent (aici neglijarea lui h_{oe} a avut un rol esențial). Schema se poate redesena în final ca în figura 14.26, b, ceea ce arată că am revenit la o configurație de tip buclă.

Calculule se vor face pe schema în buclă deschisă din figura 14.27.

A se observa încărcarea produsă de rețeaua de reacție la intrarea și respectiv la ieșirea amplificatorului, precum și semnalul de reacție, V_f , cules la bornele lui R_2 . Subliniem din nou că acest circuit este fictiv, iar V_f nu

are valoarea din circuitul real (în buclă deschisă) la un V_g dat.

Dacă transmisia pe buclă este suficient de mare, atunci

$$\underline{A_v} \approx \frac{1}{h_{if}} = 1 + \frac{R_2}{R_1}. \quad (14.76)$$

În proiectarea schemei trebuie să alegem în mod potrivit pe R_2 și R_1 pentru a obține amplificarea cerută: dacă aceste rezistențe sînt prea mici, apare o încărcare prea puternică la ieșirea amplificatorului (scade amplificarea ultimului etaj); dacă rezistențele sînt prea mari, R_1 produce o reacție negativă puternică în emitorul lui T_1 , ducînd la o reducere a amplificării primului etaj.

Aplicație numerică. Se dă amplificatorul din figura 14.28, unde $R_G = 0$, $R_L \rightarrow \infty$, iar parametri transistorelor sînt $h_{ie} = 1,1 \text{ k}\Omega$, $h_{fe} = 50$, $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$.

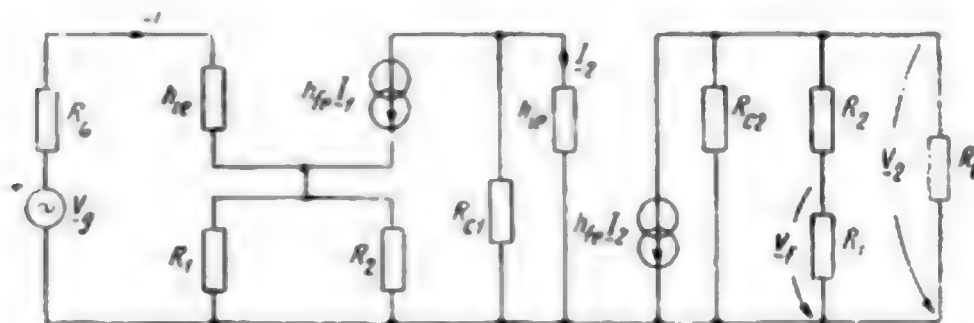


Fig. 14.27

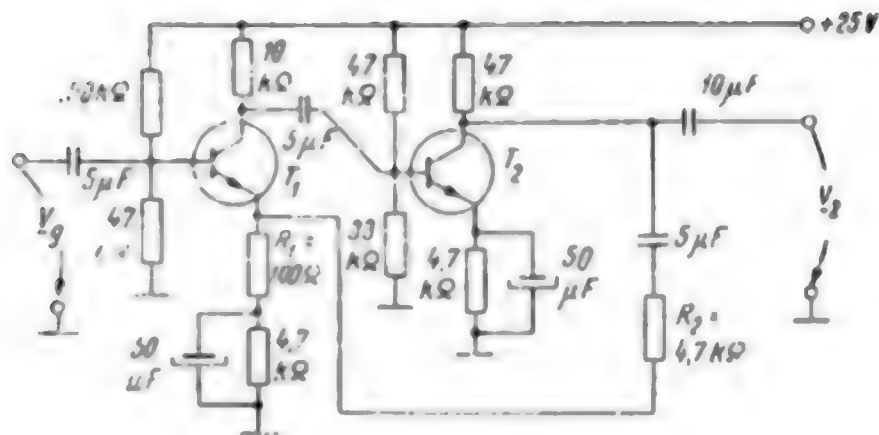


Fig. 14.28

Vom folosi pentru calcule circuitul din figura 14.27. Aici $R_{C1} = 6.6 \text{ k}\Omega$ (rezistențele de $10 \text{ k}\Omega$, $33 \text{ k}\Omega$ și $47 \text{ k}\Omega$ în paralel), $R_1 R_2 / (R_1 + R_2) = 0.008 \text{ k}\Omega \approx 0.1 \text{ k}\Omega$, $R_{C2} = 4.7 \text{ k}\Omega$, $R_1 + R_2 = 4.8 \text{ k}\Omega$.

Primul etaj are drept sarcină R_{C1} în paralel cu $h_{ie} = 1.1 \text{ k}\Omega$. Datorită reacției negative locale din emitor, amplificarea sa este numai $av_1 = -7.73$. Cel de-al doilea etaj are drept sarcină pe R_{C2} în paralel cu $R_1 + R_2$. Amplificarea sa este $av_2 = -108$. Amplificarea totală în buclă deschisă este $av = av_1 av_2 = 835$.

Transmisia pe buclă este

$$T = av \cdot h_{ff} = av \frac{R_1}{R_1 + R_2} = 835 \cdot \frac{0.1}{0.1 + 4.7} = \frac{835}{48} = 17.4,$$

iar factorul de reacție (factorul de descalabilizare) este $F = 1 + T = 1 + 17.4 = 18.4$. Valoarea exactă a amplificării cu reacție este $A_V = av / (1 + T) = 835 / 18.4 = 45.4$. Formula aproximativă (14.76) care presupune o amplificare foarte mare pe bucla de reacție dă $A_V \approx 1 + R_2 / R_1 = 48$.

Rezistența de intrare în buclă de reacție deschisă este $h_{ie} + (h_{fe} + 1) R_1 R_2 / (R_1 + R_2) = 6.1 \text{ k}\Omega$. Rezultă $R_{i,f} = R_i (1 + T) = 6.1 \cdot 18.4 = 112 \text{ k}\Omega$. În acest moment trebuie să ne reamintim de rezistențele de polarizare a bazei lui T_1 ($R'_{B1} = 150 \text{ k}\Omega$ și $R''_{B1} = 47 \text{ k}\Omega$). Până acum ele nu au avut efect deoarece s-a admis că circuitul este atacat de un generator ideal de tensiune. Rezistența de intrare reală este de $27 \text{ k}\Omega$ ($R_{i,f}$ în paralel cu R'_{B1} și R''_{B1}).

Rezistența de ieșire este dată de relația (14.75), unde $Z_o = R_o = R_{C2} (R_1 + R_2) / R_{C2} + R_2 = 2.375 \text{ k}\Omega$, iar $T'' \equiv T = 17.4$. Rezultă $R_{o,f} \approx 130 \Omega$.

14.6. REACȚIA CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARARE ÎN NOD

14.6.1. Teoria reacției paralel-serie

Topologia buclă de ieșire, nod la intrare se studiază cu ajutorul parametrilor g , așa cum se arată în figura 14.29. Aici vom neglija pe g_H (semnalul ajunge de la intrare la ieșire numai prin amplificator) și pe g_{ee} (nu există reacție internă în amplificatorul de bază).

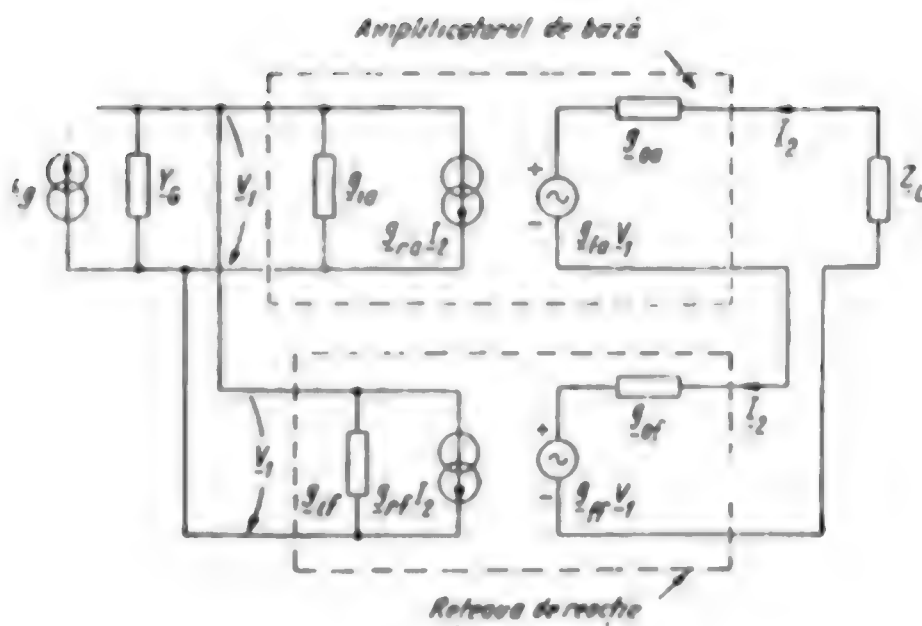


Fig. 14.28

Calcululele se dezvoltă în maniera cunoscută, iar amplificarea în curent a amplificatorului cu reacție este

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{a}_I}{1 + \underline{g}_T \underline{a}_I} = \frac{\underline{a}_I}{1 + \underline{T}}, \quad (14.77)$$

unde $\underline{a}_I = I_2/I_1$ și $\underline{T} = I_f/I_1$ se calculează de pe circuitul în buclă deschisă din figura 14.30. Tot de aici rezultă \underline{Z}_i și \underline{Z}_o , iar

$$\underline{Z}_{i,f} = \frac{\underline{Z}_i}{1 + \underline{T}'}, \quad \underline{T}' = \underline{T} \Big|_{V_G=0}; \quad (14.78)$$

$$\underline{Z}_{o,f} = \underline{Z}_o(1 + \underline{T}''), \quad \underline{T}'' = \underline{T} \Big|_{Z_L=0} \quad (14.79)$$

14.6.2. Exemplu de circuit cu două tranzistoare bipolare

Schema propusă este cea cu cuplaj direct între etaje din figura 14.31 (polarizarea a fost discutată în capitolul 5). Schema de curent alternativ

apare în figura 14.32. Se verifică ușor că reacția (aplicată prin divizorul de curent format din R_E și R) este negativă (I_f este în antifază cu I_{e1} și I_{e2} și în fază cu I_{c1} , I_{b1} și I_g).

○ Observație. Nu avem o ecuaționare pe buclă propriu-zisă: curentul care intră în rețeaua de reacție, I_{e1} , nu coincide cu curentul de sarcină, I_2 . Totuși revenim în condițiile teoriei-dacă:

$$I_{e1} \approx I_2 \text{ pentru } R_L \ll R_{c1} \quad (14.80)$$

$$I_{e1} \approx I_{c1} \text{ (} h_{fe} \gg 1 \text{)}. \quad (14.81)$$

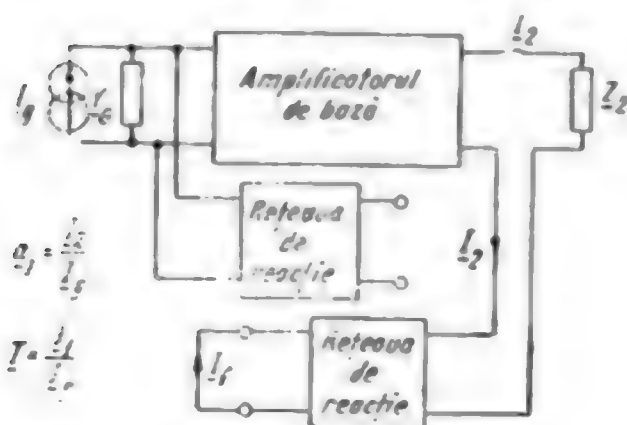


Fig. 14.30

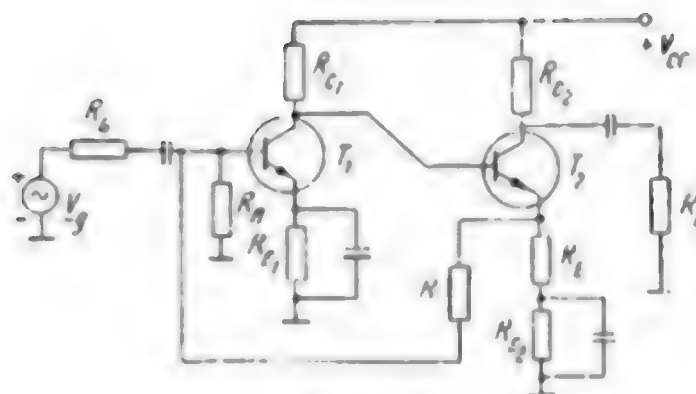


Fig. 14.31

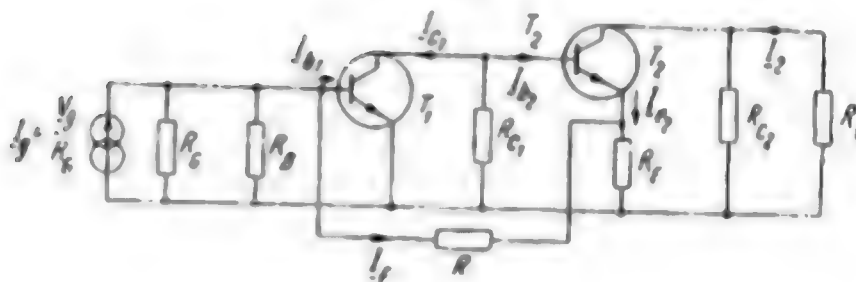


Fig. 14.32

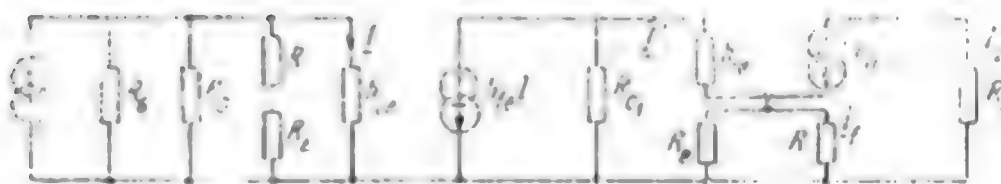


Fig. 14.33

Amplificarea în buclă deschisă se calculează pe schema din figura 14.33. Să urmărim modul cum „se deschide bucla” în calculul încărcării pe care o produce rețeaua de reacție, arătată separat în figura 14.34. Încărcarea produsă la intrarea amplificatorului se evaluează privind rețeaua de reacție din stînga cu bornele din dreapta în gol (fig. 14.30). Într-adevăr, deschiderea buclei înseamnă suprimarea excitației ($I_{e2} \approx I_2$), care determină apariția semnalului de reacție. Ca urmare, la intrarea amplificatorului va apărea conductanța $g_{ef} = 1/(R + R_E)$. Încărcarea la ieșire se obține privind rețeaua de reacție din partea dreaptă și scurtcircuitind bornele din stînga (buclo de reacție se desface prin scurtcircuitarea nodului de la intrare). Ca urmare, la ieșire va apărea în emitorul lui T_2 (fig. 14.33) rezistența $g_{ef} = RR_E/(R + R_E)$.

Rețeaua de reacție din figura 14.34 furnizează în același timp:

$$\underline{g_{ef}} = \frac{I_f}{I_{e2}} = -\frac{R_E}{R + R_E} \quad (14.82)$$

Dacă amplificarea în curent asigurată de cele două etaje este suficient de mare, atunci din relația (14.77) rezultă

$$\underline{A_I} \approx \frac{1}{\underline{g_{ef}}} = -\left(1 + \frac{R}{R_E}\right). \quad (14.83)$$

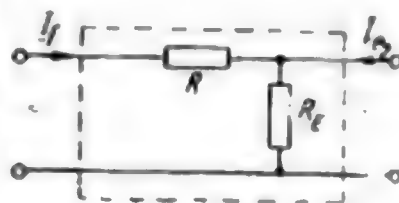


Fig. 14.34

Raportul R/R_E se va alege în funcție de mărimea cerută pentru amplificarea în curent, A_I . Mărimea rezistențelor R și R_E se stabilește din următoarele considerente: R și R_E trebuie să fie suficient de mici pentru a nu încălca apreciazabil T_2 în emitor (crește impedanța de intrare în al doilea etaj și scade curentul injectat în baza lui T_2); R și R_E trebuie să fie suficient de mari pentru a nu încălca prea mult generatorul de semnal și a nu scurtcircuita intrarea lui T_1 .

Aplicație numerică. În circuitul din figura 14.31 se cunosc $R_G = 1 \text{ k}\Omega$, $R_B = 24 \text{ k}\Omega$, $R_{E1} = 4,7 \text{ k}\Omega$, $R_{C1} = 33 \text{ k}\Omega$, $R = 22 \text{ k}\Omega$, $R_E = 0,18 \text{ k}\Omega$, $R_{E2} = 10 \text{ k}\Omega$, $R_{C2} = 20 \text{ k}\Omega$, $R_L = 1 \text{ k}\Omega$. Parametrii tranzistoarelor (presupuși identici) sînt $h_{ie} = 1 \text{ k}\Omega$, $h_{fe} = 100$, $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$.

Circuitul echivalent în curent alternativ este desenat în figura 14.35, unde se indică și anumite neglijări (schema în buclă deschisă). Se calculează

$$\begin{aligned} a_I &\approx \frac{I_2}{I_1} = \frac{h_{fe} I_1^{(2)}}{I_1^{(1)}} \cdot \frac{R_G}{R_G + h_{ie}} \approx - \frac{h_{fe} R_G}{R_G + h_{ie}} \cdot \frac{R_{C1}}{R_{C1} + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E} = \\ &= - \frac{100 \cdot 1}{1 + 1} \cdot \frac{33}{33 + 1 + 101 \cdot 0,18} \approx -3170. \end{aligned}$$

Transmisia pe buclă este

$$\underline{T} = \underline{a_I} \underline{a_f} = |\underline{a_I}| \left(1 + \frac{R}{R_E} \right) = \frac{3170 \cdot 0,18}{22,18} = 25,75 \gg 1,$$

iar amplificarea în buclă închisă

$$\underline{A_I} = \frac{\underline{a_I}}{1 + \underline{T}} = \frac{-3170}{1 + 25,75} = -118,5,$$

În timp ce formula aproximativă (14.83) dă $A_I = -123$. Totuși ulci rezultatul anterior nu este exact, din cauza neglijărilor făcute în figura 14.35.

Rezistența de intrare va fi calculată cu formula (14.78), în care $\underline{T}' = \underline{T}$ pentru $R_G = 0$. Se obține

$$R_{iI} \approx \frac{R_i}{1 + \underline{T}'} \approx \frac{h_{ie}}{1 + \underline{T}'} = \frac{1}{1 + 51,5} = 0,019 \text{ k}\Omega,$$

deci o rezistență de intrare foarte mică.

Determinarea rezistenței de ieșire trebuie făcută cu mare atenție, deoarece la ieșire nu avem o configurație corectă tip buclă. Impedanța văzută la stînga sarcinii R_L este dată de R_{C2} în paralel cu impedanța oferită de T_2 în colector. Aceasta din urmă este formal infinită, deoarece am considerat $h_{oe} = 0$. Dacă se ia în considerare $h_{oe} \neq 0$, atunci obținem în colector o rezistență mult mai mare decît $1/h_{oe}$ datorită, pe de o parte, reacției locale în emitorul lui T_2 (a se vedea etajul cu sarcină distribuită), iar pe de altă parte — reacției negative globale care tinde de asemenea să mărească rezistența de ieșire. Ca urmare, rezistența de ieșire din amplificator este aproximativ R_{C2} , independent de aplicarea reacției negative. Această anomalie se explică prin nerespectarea topologiei tip buclă.

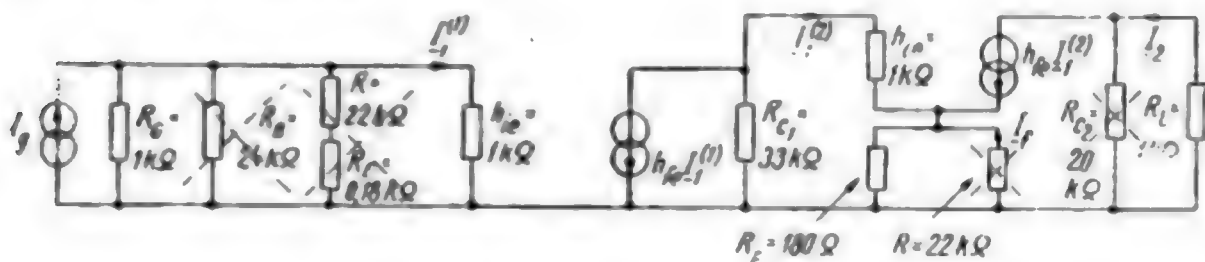


Fig. 14.35

REDRESOARE ȘI STABILIZATOARE

15.1. INTRODUCERE

Aparatura electronică are nevoie în funcționare, în majoritatea cazurilor, de tensiuni continue de alimentare. În general aceste tensiuni continue se obțin prin conversia puterii de curent alternativ a rețelei de 50 Hz în putere de curent continuu, care se realizează cu ajutorul surselor de tensiune continuă.

O sursă de tensiune continuă se compune (fig. 15.1) dintr-un transformator, un redresor, un filtru și un stabilizator. În lipsa stabilizatorului sursa se numește *sursă de tensiune continuă nestabilizată*, iar în prezența stabilizatorului poartă denumirea de *sursă de tensiune continuă stabilizată*.

● Transformatorul are rolul de a separa de rețea aparatul electronic alimentat de sursa de tensiune continuă. În același timp, transformatorul modifică tensiunea rețelei la valoarea necesară pentru a obține o anumită tensiune continuă.

● Redresorul este un circuit care conține cel puțin un element nelinier capabil să transforme tensiunea alternativă într-o formă de undă cu componenta continuă diferită de zero. Pe lângă *componenta continuă*, la ieșirea redresorului se obține și o componentă variabilă numită *ondulație*.

● Filtrul are rolul de a atenua undulațiile tensiunii redresate. Tensiunea ce se obține la ieșirea filtrului, deci tensiunea furnizată de sursa nestabilizată, este dependentă de tensiunea de intrare (a rețelei), de sarcină și de temperatură.

● Stabilizatorul are rolul de a face ca tensiunea la ieșirea sursei stabilizate să fie independentă de acești factori și să se apropie cât mai mult de o tensiune continuă.

În cele ce urmează vom studia *redresoarele monofazate* (acelea care redresează numai o fază a tensiunii rețelei) fără și cu filtru, după care vom analiza *stabilizatoarele de tensiune*.



Fig. 15.1

15.2. REDRESOARE MONOFAZATE

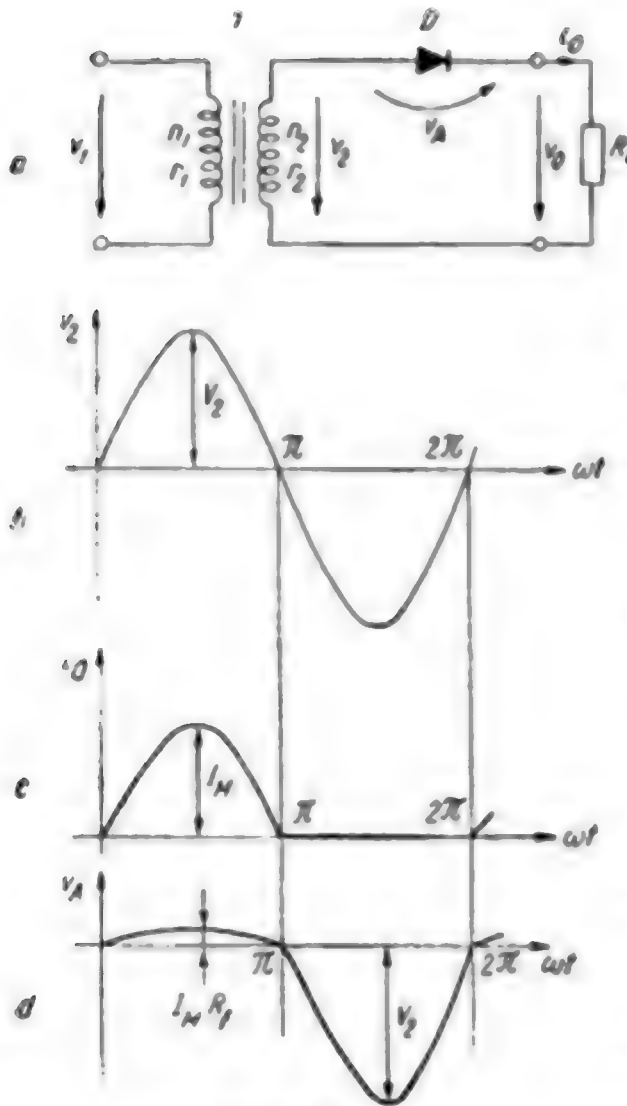


Fig. 15.2

pe porțiuni caracteristica neliniară a diodei așa cum se arată în figura 15.3, a. Valorile numerice pentru V_Y și R_f depind de tipul diodei folosite, precum și de amplitudinile tensiunii și curentului prin diodă.

Astfel, pentru un curent maxim de 10 mA prin diodă, valori rezonabile sînt $V_Y = 0,6$ V (0,2 V) și $R_f = 15$ Ω (20 Ω) pentru Si (Ge), pe cînd la un curent de 50 mA vom lua $V_Y = 0,65$ V (0,3 V) și $R_f = 5,5$ Ω (6 Ω).

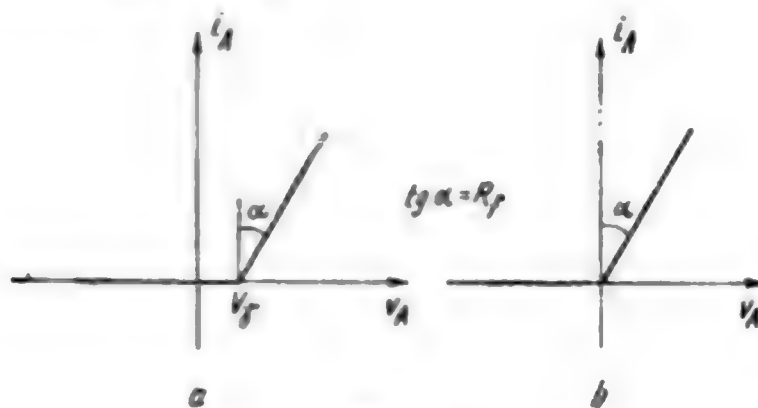


Fig. 15.3

15.2.1. Redresor monoalternanță fără filtru

În figura 15.2 se arată schema unui redresor monoalternanță fără filtru, precum și formele de undă din circuit. Să considerăm un transformator fără pierderi de flux, alimentat în primar de la tensiunea $v_1 = V_1 \sin \omega t$, astfel că în secundar găsim tensiunea:

$$v_2 = V_2 \sin \omega t \quad (15.1)$$

și rezistența de pierderi:

$$R_r = r_1 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 + r_2, \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{V_2}{V_1}, \quad (15.2)$$

unde r_1 , r_2 și n_1 , n_2 sînt rezistențele, respectiv numărul de spire ale primarului și secundarului.

● Într-un redresor, dispozitivul semiconductor lucrează la semnal mare, neliniaritățile dispozitivului producînd efectul de redresare.

Pentru a face o tratare analitică accesibilă, aproximăm liniar

Dacă amplitudinea tensiunii pe diodă este mare, putem neglija pe V_V și acceptăm aproximarea din figura 15.3, b, caz în care calculele devin foarte simple.

○ Trebuie menționat că R_f este o rezistență diferențială diferită de cea de c.c. (vezi figura 15.3, a), precum și de valoarea de semnal mic $r_d = \eta V_g / (i_d + I_0)$. R_f în aproximația din figura 15.3 are o valoare constantă și corespunde parametrului de semnal mare mediu de pe caracteristica reală neliniară.

Curentul prin sarcină rezultă acum analitic:

$$i_0 = I_M \sin \omega t, \quad 0 \leq \omega \leq \pi; \quad (15.3)$$

$$i_0 = 0, \quad \pi \leq \omega \leq 2\pi, \quad (15.4)$$

unde

$$I_M = \frac{V_g}{R_f + R_L}, \quad (15.5)$$

iar R_f este rezistența totală de pierderi:

$$R_f = R_f + R_g. \quad (15.6)$$

Curentul poate rezulta și grafic, din caracteristica dinamică de transfer (fig. 15.4). Forma de undă a curentului este caracteristică redresării monoalternanță. Dezvoltind în serie Fourier această formă de undă, rezultă:

$$i_0 = I_M \left[\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2}{\pi} \sum_{k=2,4,6,\dots} \frac{\cos k\omega t}{(k+1)(k-1)} \right]. \quad (15.7)$$

Tensiunea pe sarcina rezistivă R_L este:

$$v_0 = R_L i_0 \quad (15.8)$$

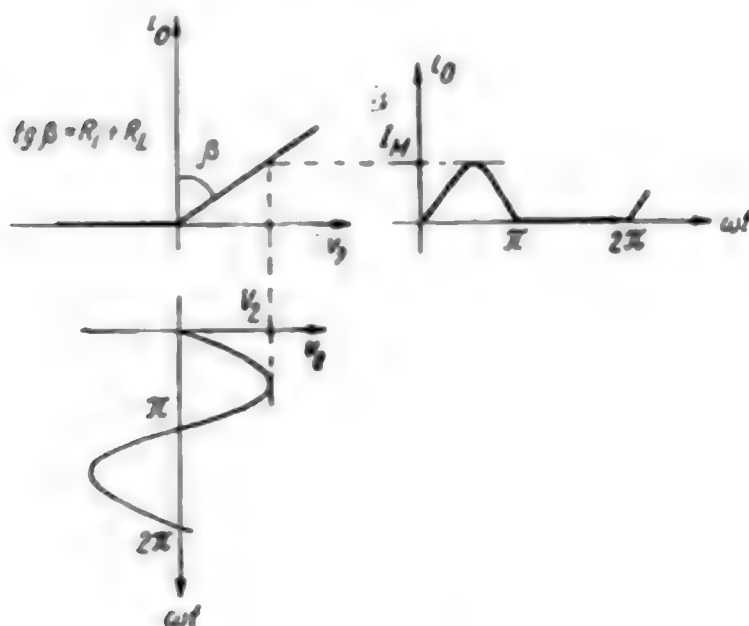


Fig. 15.4

și, ca urmare, curentul și tensiunea medie (redresată) sînt :

$$I_0 = \frac{I_M}{\pi}, \quad V_0 = R_L \frac{I_M}{\pi} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{V_s}{\pi}. \quad (15.9)$$

Rezultă deci conversia tensiunii alternative v_s (de componentă medie nulă) într-o tensiune unidirecțională cu componenta medie nenulă. Acesta este efectul de redresare. Pe lângă componenta medie, apare însă și o componentă variabilă, numită *ondulație*, definită ca :

$$i_o(t) = i_o(t) - I_0; \quad v_o(t) = v_o(t) - V_0. \quad (15.10)$$

Amplitudinea componentei fundamentale a ondulației (precum și a întregului semnal) rezultă din relația (15.7) :

$$I_{o1} = \frac{I_M}{2}; \quad V_{o1} = R_L \frac{I_M}{2} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{V_s}{2} \quad (15.11)$$

și are frecvența tensiunii v_s . Amplitudinile armonicelor de ordin superior scad cu ordinul acestora (v. relația 15.7).

Mai interesează valoarea eficientă a curentului total în sarcină :

$$I_{OEF}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T i_o^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_M^2 \sin^2 \omega t d(\omega t) = \frac{I_M^2}{4}, \quad I_{OEF} = \frac{I_M}{2}, \quad (15.12)$$

precum și valoarea eficientă a ondulațiilor :

$$I_{o1} = I_{OEF} - I_0. \quad (15.13)$$

● Sîntem acum în măsură să definim principalele caracteristici ale unui redresor :

- caracteristica externă ;
- randamentul ;
- factorul de ondulație ;
- valorile maxime ale curentului și tensiunii pe diodă.

Eliminînd pe R_L în expresia lui V_0 dată de relația (15.9) și de relația (15.8) scrisă pentru componenta medie ($V_0 = R_L I_0$), rezultă caracteristica externă :

$$V_0 = \frac{V_s}{\pi} - R_i I_0. \quad (15.14)$$

reprezentată în figura 15.5 care arată că tensiunea redresată scade pe măsură ce crește curentul de sarcină, datorită pierderilor pe rezistența internă R_i . Cu liniarizările făcute, caracteristica din figura 15.5, a este o dreaptă. Relația (15.14) sugerează de asemenea schema echivalentă (pentru componentele medii) de tip Thévenin din figura 15.5, b.

Randamentul redresării se definește ca raportul dintre puterea de c.c. în sarcină și puterea totală :

$$\eta_i = \frac{R_L I_{OEF}^2}{(R_i + R_L) I_{OEF}^2} = \frac{(I_0 / I_{OEF})^2}{1 + R_i / R_L} = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{1}{1 + R_i / R_L} < 40 \%. \quad (15.15)$$

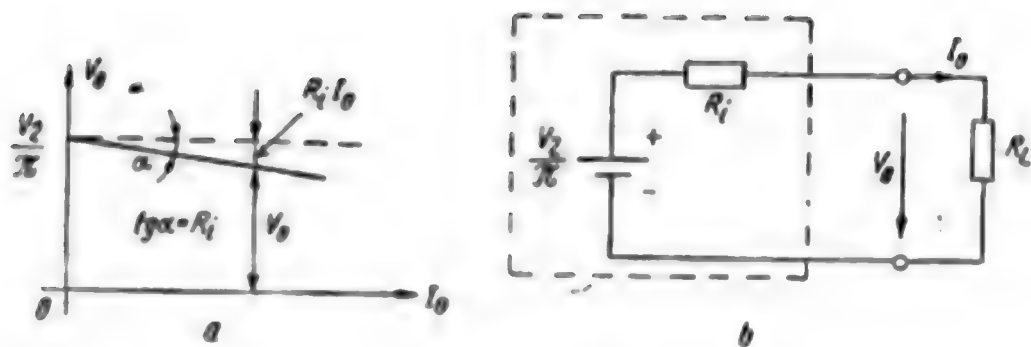


Fig. 15.5

Valoarea maximă a randamentului este de 40%, valoare ce se obține pentru $R_i \ll R_L$, deci la pierderi mici sau la curenți de sarcină mici. Valoarea scăzută a randamentului se datorește valorii mici a raportului $I_o/I_{OEF} = 2/\pi < 1$. Forma de undă redresată (fig. 15.2, c) este departe de o valoare continuă, avind variații mari între zero și valoarea maximă, precum și intervale cînd este nulă. Acest lucru rezultă și din factorul de ondulație, parametru ce caracterizează „calitativ” forma de undă, definit ca :

$$\gamma = V_{o1}/V_o = \pi/2 = 1,57. \quad (15.16)$$

Valoarea supraunitară a lui γ subliniază din nou calitatea slabă a redresării monoalternanță, amplitudinea fundamentală fiind mai mare decît valoarea medie a tensiunii în sarcină.

Se mai definește un alt factor de ondulație γ' :

$$\gamma' = V_{oef}/V_o = I_{oef}/I_o = \sqrt{I_{DEF}^2 - I_o^2}/I_o = 1,21. \quad (15.17)$$

Valorile maxime ale curentului și tensiunii pe diodă, importante în alegerea acesteia, sînt :

- curentul maxim $I_{Amax} = I_M$; trebuie ca $I_M < I_{AM}$ dat în catalog ;
- curentul mediu $I_{AO} = I_o < I_{AOM}$, dat în catalog ;
- tensiunea inversă maximă pe diodă (fig. 15.2, d) care se atinge în momentul cînd dioda nu conduce și $v_2 = -V_2$ ($\omega t = 3\pi/2$), deci $V_{ARmax} = V_2 < V_{ARM}$ dat în catalog.

Dacă V_2 este de ordinul volților, va trebui să ținem cont de V_Y (fig. 15.3, a). În acest caz va exista un unghi de întîrziere φ al curentului, astfel că, în alternanța pozitivă $i_o \neq 0$ pentru un unghi $\pi - 2\varphi < \pi$ (fig. 15.6, a). Pentru o diodă idealizată, valoarea curentului redresat este :

$$I_o' = \frac{I_M}{\pi} \cos \varphi \frac{1}{1 - \sin \varphi} [1 - (\pi/2 - \varphi) \sin \varphi], \quad (15.18)$$

unde

$$I_M = \frac{V_2 - V_Y}{R_i + R_L}, \quad \sin \varphi = V_Y/V_2. \quad (15.19)$$

Se constată că $I_o' < I_o$; ca urmare scade randamentul. Caracteristica externă rămîne liniară, scăzînd de la valoarea în gol $(V_2 - V_Y)I_o'/I_M$.

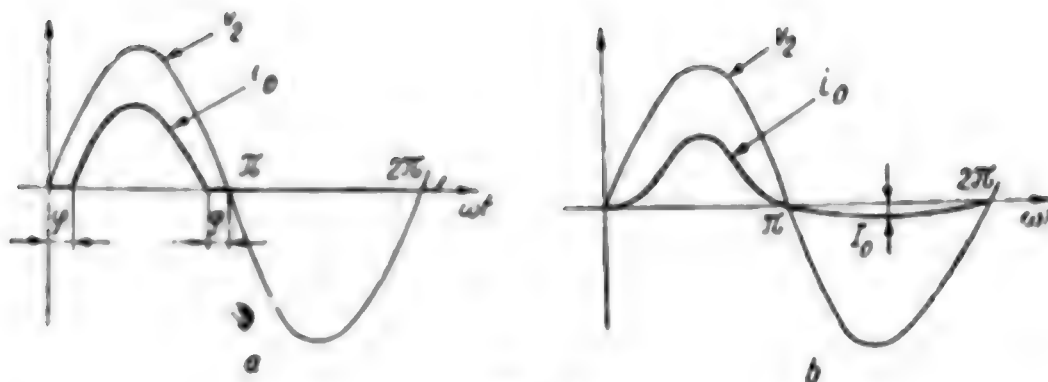


Fig. 15.6

Dacă ținem cont de neliniaritatea diodei, deci admitem caracteristica reală $i_A = I_0 [\exp (v_A/\eta V_T) - 1]$ se obține pentru curent o formă de undă care nu mai este sinusoidală în alternanța pozitivă și este diferită de zero în alternanța negativă (fig. 15.6, b). Tratarca analitică este dificilă, dioda se înlocuiește cu rezistența sa de semnal mare, deci dependentă de amplitudinea curentului prin dispozitiv. Printre modificările care mai intervin menționăm următoarele:

- rezistența R_i va fi neliniară și ca urmare caracteristica externă va rezulta tot neliniară;
- scad valorile lui I_0 și V_0 datorită conducției inverse a diodei;
- scade randamentul redresării;
- scade puțin tensiunea inversă maximă pe diodă $V_{AR\max} = V_2 - (R_L + R_T)I_0$.

15.2.2. Redresoare dublă alternanță fără filtru

● În figura 15.7 se prezintă schema unui redresor dublă alternanță cu priză mediană și formele de undă din circuit. Valorile V_2 , n_2 , r_2 se referă la jumătate din secundarul transformatorului. Se observă că circuitul se compune din două redresoare monoalternanță, astfel conectate încît în alternanța pozitivă conduce D_1 , iar în alternanța negativă conduce D_2 , curentul prin sarcină $i_o = i_1 + i_2$ avînd același sens în ambele alternanțe. Se obține forma de undă „dublă alternanță” arătată în figura 15.7, c.

Efectul de redresare. Dacă admitem pentru diode caracteristica din figura 15.3, b, curentul în sarcină va avea expresia analitică:

$$i_o = I_m |\sin \omega t|, \quad (15.20)$$

cu I_m dat de relația (15.5). Dezvoltînd în serie Fourier:

$$i_o = I_m \left[\frac{2}{\pi} - \frac{4}{\pi} \sum_{k=1,3,5,\dots} \frac{\cos k\omega t}{(k+1)(k-1)} \right]. \quad (15.21)$$

Curentul și tensiunea redresată sînt:

$$I_o = \frac{2I_m}{\pi}; \quad V_o = \frac{R}{R_i + R_L} \cdot \frac{2V_2}{\pi}. \quad (15.22)$$

Se observă că frecvența minimă a undulațiilor este dublul frecvenței lui v_2 și amplitudinile componente fundamentale în sarcină sînt:

$$I_{o2} = \frac{4I_M}{3\pi}; V_{o2} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{4V_2}{3\pi} \quad (15.23)$$

Valoarea eficace a curentului în sarcină este:

$$I_{OEF} = I_M / \sqrt{2} \quad (15.24)$$

întocmai ca la un semnal sinusoidal, valoarea eficace ne depinde de semnalul semnalului.

Caracteristicile redresorului. Similar cu paragraful precedent se obține caracteristica externă:

$$V_0 = \frac{2V_2}{\pi} - R_i I_0 \quad (15.25)$$

din care se vede că tensiunea în gol $V_{00} = 2V_2/\pi$ este dublă față de cazul monoalternanță dacă folosim un transformator cu tensiune dublă în secundar (comparativ cu cazul monoalternanță). Folosind același transformator se constată că tensiunea în gol este aceeași, și anume tensiunea din secundar (V_2 , respectiv $2V_2$) împărțită la π .

Randamentul redresării este:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{R_L I_0^2}{(R_i + R_L) I_{OEF}^2} = \frac{(I_0/I_{OEF})^2}{1 + R_i/R_L} = \\ &= \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_L} < 80\% \end{aligned} \quad (15.26)$$

și se constată că este dublu față de cazul monoalternanță.

Factorul de undulație γ este:

$$\gamma = V_{o2}/V_0 = 2/3 = 0,67, \quad (15.27)$$

deci subunitar în comparație cu redresorul monoalternanță, datorită creșterii componente continue și scăderii componente alternative. Factorul de undulație $\gamma' = 0,48$.

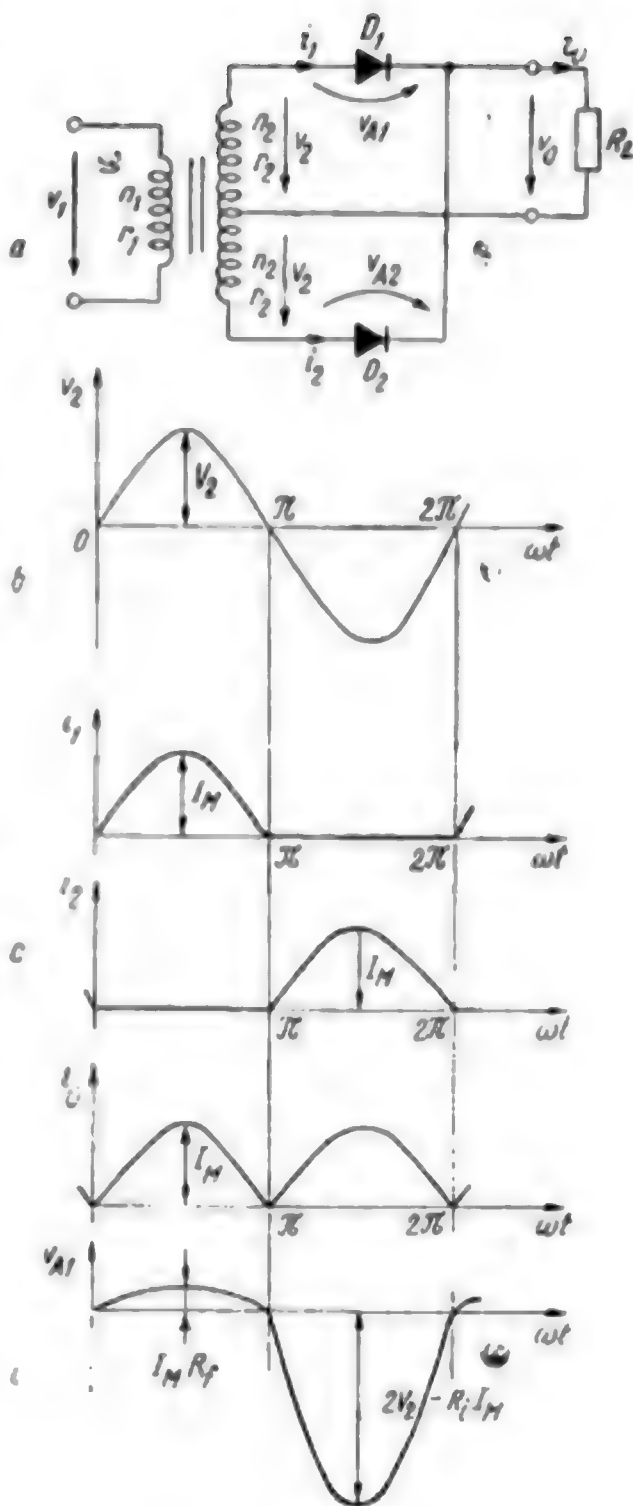


Fig. 15.7

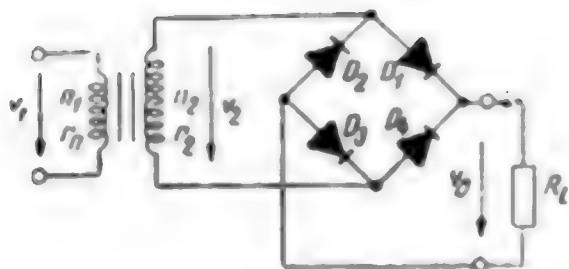


Fig. 15.8

Solicitări diodelor sînt:

- curenul maxim $I_{A\max} = I_M < I_{AM}$;
- curenul mediu $I_{A0} = I_0/2 < I_{A0M}$;
- tensiunea inversă maximă pe diodă $V_{AR\max} = 2V_s - R_L I_M \approx 2V_s < V_{ARM}$. Pentru aceeași tensiune în secundarul transformatorului (pentru

a obține aceeași tensiune redresată), tensiunea $V_{AR\max}$ este aceeași la dublă alternanță ca și în cazul monoalternanță, și anume tensiunea maximă pe secundar.

● În figura 15.8 se prezintă schema unui redresor dublă alternanță în punte. În alternanța pozitivă conduc diodele D_1 și D_3 , iar în alternanța negativă — D_2 și D_4 , obținîndu-se aceleași forme de undă ca la redresorul dublă alternanță cu priză mediană (fig. 15.7). Întrucît la un moment dat conduc două diode, relația (15.6) devine $R_i = 2R_f + R_f$ și cu aceasta relațiile găsite pentru cazul cu priză mediană se păstrează, cu excepția tensiunii inverse maxime pe diodă, care este $V_{AR\max} \approx V_s$, deci egală cu tensiunea din secundar, care, la aceeași tensiune redresată, este jumătate din valoarea corespunzătoare redresorului cu priză mediană. Acesta este unul din avantajele redresorului în punte față de cel cu priză mediană, un altul fiind acela că transformatorul nu are nevoie de priză mediană.

○ **Observații.** La redresorul monoalternanță, prin secundarul transformatorului trece componenta medie a curenului, ceea ce poate duce la premagnetizarea miezului, deci la o funcționare neliniară. La redresorul cu priză mediană nu există acest pericol, întrucît curenul circulă în sensuri opuse în cele două jumătăți ale secundarului și efectul componentei continue se anulează. În această situație apare dezavantajul că prin fiecare jumătate a secundarului trece curen numai o jumătate de perioadă, pe cînd la redresorul în punte trece curen prin secundar întreaga perioadă și este de formă sinusoidală, ca cel din primar. Rezultă că, la aceeași putere de ieșire, putem folosi un transformator mai mic la redresorul în punte față de cel cu priză mediană.

15.2.3. Redresoare cu filtru capacitiv

În cele mai multe cazuri, forma de undă obținută la ieșirea unui redresor fără filtru nu este convenabilă pentru alimentarea aparaturii electronice, deoarece componenta variabilă a tensiunii pe sarcină are o valoare mare. Astfel, în ambele cazuri prezentate, variația vîrf-vîrf a componentei variabile este cuprinsă între zero și valoarea maximă $R_L I_M \lesssim V_s$ (amplitudinea tensiunii pe secundar). Este necesar ca între redresor și sarcină să introducem un filtru, care are scopul de atenuare a ondulației tensiunii redresate.

Filtrul cel mai des folosit este filtrul capacitiv sub forma sa cea mai simplă, prezentată în figura 15.9, a pentru un redresor monoalternanță. Condensatorul înmagazinează energie în intervalele cînd dioda conduce, energie debitată în sarcină atunci cînd dioda este blocată; ca urmare, timpul cît curenul trece prin sarcină crește, iar ondulațiile se reduc.

○ **Notă.** Tratarea analitică exactă a unui redresor cu filtru, chiar și în această formă simplă — cu un singur condensator — este imposibilă datorită

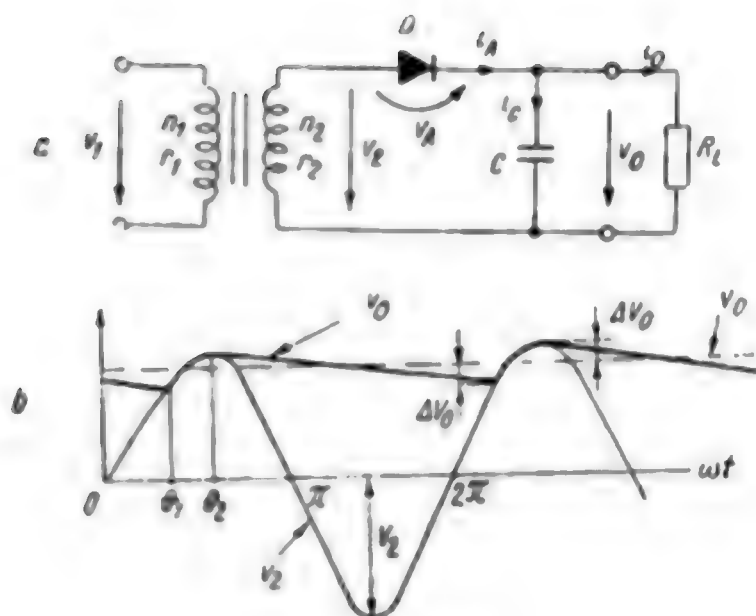


Fig. 15.9

neliniarității ecuațiilor ce caracterizează circuitul. Ca urmare, se fac o serie de simplificări care permit tratări analitice aproximative și care conduc pe de o parte la înțelegerea fenomenului, și pe de altă parte la obținerea unor relații suficient de bune pentru calcule ingineresti.

Într-o primă aproximație neglijăm pierderile $R_L \approx 0$ și considerăm un condensator de valoare mare $\omega CR_L \gg 1$. În aceste condiții, pentru redresorul monoalternanță, se obține forma de undă v_O din figura 15.9, b. Condensatorul se încarcă spre vârful tensiunii v_2 când dioda conduce (în intervalul unghiular $\theta = \theta_2 - \theta_1 =$ unghiul de conducție), interval în care $v_O = v_2$. Când dioda este blocată (v_2 devine mai mic decât v_O), C se descarcă prin sarcină, aproximativ liniar dacă $\omega CR_L \gg 1$. Cu cât această ultimă condiție este mai bine îndeplinită, cu atât unghiul de conducție θ este mai mic decât unghiul de blocare $2\pi - \theta$, astfel că la limită când $C \rightarrow \infty$, $\theta \rightarrow 0$, și $2\pi - \theta \rightarrow 2\pi$ (rezultă din aproximația la care ne vom referi în continuare, că $\theta \rightarrow 0$ conduce la $\theta_2 = \pi/2$ deci descărcarea lui C începe la vârful tensiunii v_2). Dacă V_o este amplitudinea ondulației, atunci:

$$V_o = V_2 - V_c. \quad (15.28)$$

V_c se determină din condiția ca sarcina acumulată în C la încărcare să fie egală cu cea pierdută la descărcare: $2C\Delta V_o = I_o T = 2\pi I_o / \omega$ și deci

$$\Delta V_o = \pi I_o / \omega C. \quad (15.29)$$

Rezultă caracteristica externă:

$$V_o = V_2 - \frac{\pi}{\omega C} I_o \quad (15.30)$$

și factorul de ondulație:

$$\gamma = \frac{\Delta V_o}{V_o} = \frac{\pi}{\omega R_L C}. \quad (15.31)$$

O valoare mare pentru condensator reduce ondulațiile; pe de altă parte, la curenți mari ondulațiile cresc. Tensiunea în gol crește față de cazul redresorului fără filtru la valoarea V_2 . Este deci avantajos să întrebuițăm acest filtru la curent de sarcină mic.

Puteam estima *curentul maxim prin diodă* $I_{A \max}$, presupunându-l constant în intervalul de conducție θ/ω , — condiția de sarcină pe condensator $I_{A \max} \theta/\omega = 2\pi I_0/\omega$. Unghiul de conducție rezultă din relația $2V_0 = V_2(1 - \cos \theta) \approx V_2 \theta^2/2$ — momentul θ_1 în figura 15.9, b. Vom avea deci $\theta = 2\sqrt{V_0/V_2} \approx 2\sqrt{\gamma}$ și

$$\frac{I_{A \max}}{I_{A0}} = \frac{2\pi}{\theta} = \frac{\pi}{\sqrt{\Delta V_0/V_2}} = \frac{\pi}{\sqrt{\gamma}} = \sqrt{\pi\omega C R_L}. \quad (15.32)$$

○ **Observație.** Valoarea curentului de vîrf în diodă este mult mai mare decît curentul mediu prin sarcină, deoarece sarcina pierdută de condensator la descărcare (aproape întreaga perioadă) trebuie recuperată într-un timp foarte scurt. Din acest motiv dioda și transformatorul sînt utilizate neeficient. Din figura 15.9, b rezultă că valoarea maximă a tensiunii inverse pe diodă $V_{AR \max} = V_2 + V_0 \approx 2V_2$ adică dublul tensiunii maxime pe secundar.

Analizînd în aceeași aproximație *redresorul dublă alternanță cu filtru C* (fig. 15.10), rezultă pentru caracteristica externă și factorul de ondulație:

$$V_0 = V_2 - \frac{\pi}{2\omega C} I_0; \quad (15.33)$$

$$\gamma = \pi/2\omega R_L C, \quad (15.34)$$

raportul $I_{A \max}/I_{A0}$ fiind dat de relația (15.32). Ondulațiile au frecvența 2ω . Valoarea maximă a tensiunii inverse pe diode este egală cu $2V_2$ la montajul cu priză mediană și V_2 la montajul în punte. Valoarea curentului de vîrf prin diodă în momentul conectării tensiunii în primar este mai mare decît $I_{A \max}$ datorită faptului că C este descărcat, curentul fiind limitat numai de rezistența de pierderi R_i . Pentru limitarea acestui curent inițial, se introduce o rezistență serie de protecție R_s (fig. 15.10) care în calcule trebuie să fie înglobată în valoarea lui R_L .

Aproximația următoare constă în neglijarea pierderilor $R_i = 0$, renunțînd însă la condiția $\omega C R_L \gg 1$, deci considerarea unui condensator de o valoare oarecare. Calculele conduc la formele de undă din figura 15.11 pentru redresorul monoalternanță.

Rezultatele calculelor sînt implicate și se dau sub formă grafică: θ_1 , θ_2 , V_0/V_2 , γ , $I_{A \max}/I_{A0}$ funcție de $\omega R_L C$, atît pentru mono- cît și pentru dublă alternanță.

Într-o a treia aproximație se consideră un condensator oarecare, precum și pierderile $R_i \neq 0$ dar constante în timp prin liniarizarea diodelor

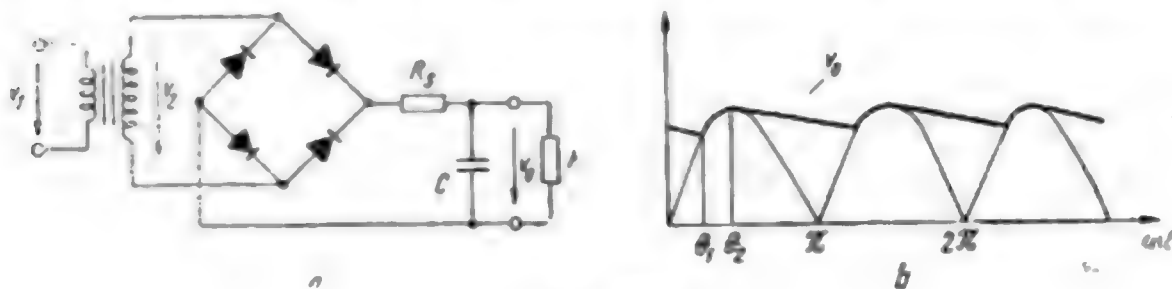


Fig. 15.10

(fig. 15.9). Se obțin formele de undă din figura 15.12 pentru redresorul monoalternanță.

Rezultatele se dau din nou, implicit, sub formă grafică: V_0/V_s , γ , $I_{A \max}/I_{A0}$, I_{Ad}/I_{A0} în funcție de $\omega R_L C$ avînd ca parametru pe r/R_L , unde r este rezistența totală de pierderi $r = R_s + R_f$ (fig. 15.10), atât pentru mono- cît și pentru dublă alternanță.

În sfîrșit, o aproximație care conduce la calcule simple, constă în **considerarea unor pierderi constante** $R_f = \text{const.}$, dar cu **îndeplinirea condiției** $\omega R_L C \gg 1$. Această condiție permite inițial presupunerea $v_0 \approx V_0$ (fig. 15.13) cu care rezultă unghiul de conducție, tensiunea și curentul redresat. Trecînd ulterior la o formă de undă ca cea din figura 15.12, se poate determina și factorul de ondulație.

Rezultatele se prezintă tot implicit sub formă grafică: $\theta/2$ și V_0/V_s în funcție de sarcină și pierderi, precum și caracteristica externă — atât în cazul mono- cît și dublă alternanță. Rezultatele celei de-a treia aproximații se folosesc cel mai des în proiectare.

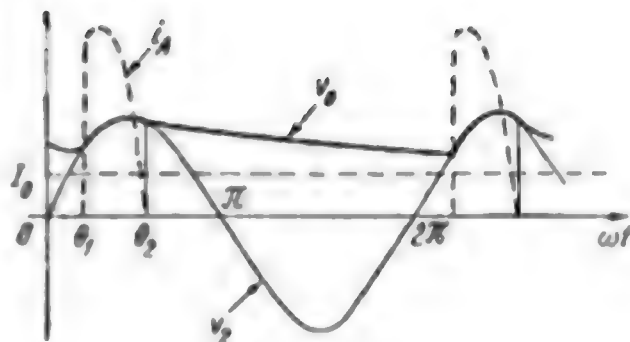


Fig. 15.11

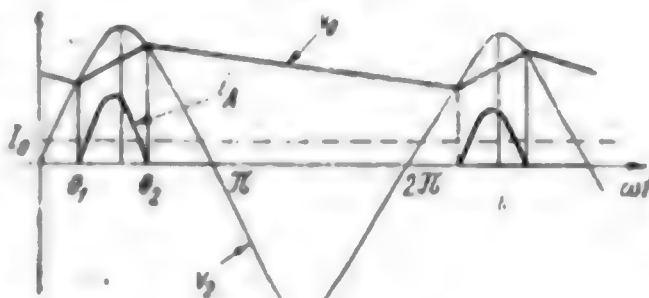


Fig. 15.12

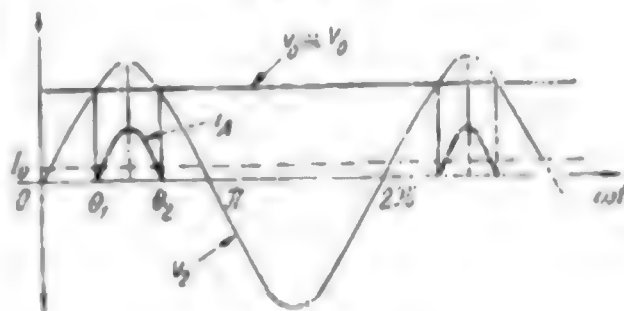


Fig. 15.13

15.2.4. Redresoare cu filtru în π

În figura 15.14 se prezintă un redresor în punte cu filtru în π .

● **Filtrul π** poate fi considerat ca fiind format dintr-un filtru capacitiv C_1 urmat de un divizor al amplitudinii undulațiilor de pe C_1 cu raportul de divizare $|X_{C2}|/R_F$, dacă este îndeplinită condiția $|X_{C2}| \ll R_F$; reactanța X_{C2} se calculează la frecvența undulațiilor (2ω pentru montajul din figura 15.14). Dacă notăm cu γ_C **factorul de ondulație pe condensatorul de intrare** C_1 , dat de relația (15.34):

$$\gamma_C = \frac{\pi}{2\omega R_L C_1} = \frac{\pi |X_{C1}|}{R_L}, \quad (15.35)$$

atunci **factorul de ondulație pe sarcină** va fi

$$\gamma_\pi = \gamma_C \frac{|X_{C2}|}{R_F} = \frac{\pi |X_{C1}| |X_{C2}|}{R_L R_F}. \quad (15.36)$$

○ **Notă.** Aceeași expresie se obține și pentru un redresor monoalternanță urmat de un filtru în π , numai că reactanțele vor fi calculate la frecvența ω .

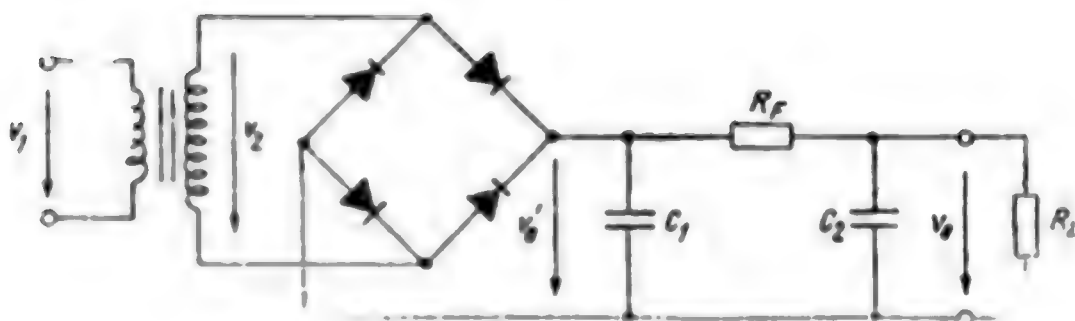


Fig. 15.14

● **Filtrul în π inductiv.** Dezavantajul filtrului în π rezistiv este pierderea de tensiune continuă pe rezistența R_F , care poate fi importantă la curent mare de sarcină. Situația se poate remedia înlocuind pe R_F cu o inductanță L_F care să satisfacă condiția $|X_{C2}| \ll |X_{LF}|$. Factorul de undulație în sarcină este dat tot de relația (15.36) dacă înlocuim pe R_F cu $|X_{LF}|$. Filtrul în π inductiv este rar folosit în redresoarele cu dispozitive semiconductoare din motive de spațiu, greutate și cost ridicat.

● **Filtrul în π cu tranzistor.** O altă soluție pentru înlăturarea dezavantajului pierderii de tensiune continuă pe rezistența R_F este înlocuirea acesteia cu un tranzistor. Tranzistorul are o rezistență mică în c.c. și o rezistență mare în c.a., deci are o acțiune similară cu o bobină atunci când este folosit într-un filtru π .

În schema din figura 15.15, a tranzistorul este alimentat prin R_1 în conexiunea cu baza comună. Prin grupul R_1, C_3 este alimentat cu un curent de emitor constant ($2\omega C_3 R_1 \gg 1$) asigurându-se astfel în sarcină un curent practic constant. Rezistența dinamică a tranzistorului între colector și emitor este mare și introdusă în relația (15.36) în locul lui R_F se obține factorul de undulație γ_π . Pierderea de tensiune continuă pe tranzistor este mică dacă acesta este polarizat corect în c.c.

În filtrul din figura 15.15, b tranzistorul lucrează ca *repelor pe emilor*. Dacă $2\omega C_3 R_1 \gg 1$ (se presupune ca și în figura 15.15, a că filtrul este montat la ieșirea unui redresor dublă alternanță), atunci undulațiile pe C_1 apar la intrarea tranzistorului (între bază și colector) și se regăsesc la ieșirea lui (între emitor și colector), astfel că pulsațiile pe C_2 sînt mult diminuate față de cele pe C_1 .

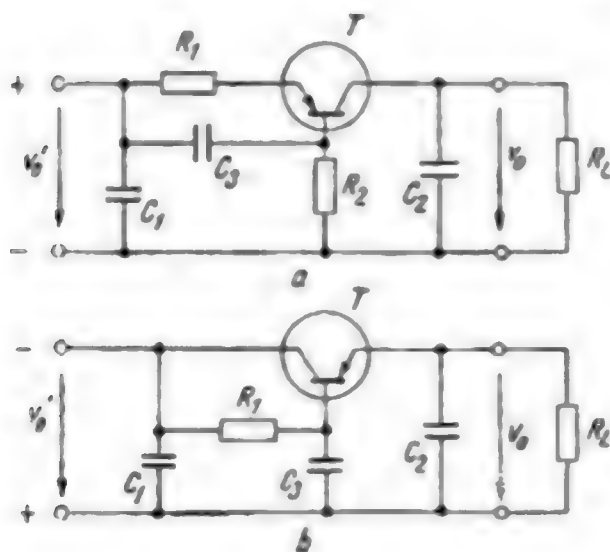


Fig. 15.15

Filtrele în π cu tranzistor au randament bun, dar sînt afectate de variațiile de temperatură și există pericolul distrugerii tranzistorului în caz de scurtcircuit în sarcină.

15.2.5. Redresoare cu multiplicarea tensiunii

● **Dublor de tensiune dublă alternantă.** Dacă în redresorul în punte din figura 15.8 înlocuim diodele D_3 și D_4 cu condensatoa-

rele C_1 și C_2 , obținem schema din figura 15.16, *a* care poate fi considerată ca fiind formată din două redresoare monoalternanță cu filtru C lucrând în serie pe sarcină. Condensatoarele C_1 și C_2 se încarcă în cele două alternanțe prin diodele D_1 și D_2 aproximativ la tensiunea V_2 dacă $\omega C_1 R_L \gg 1$ și $\omega C_2 R_L \gg 1$, astfel că tensiunea pe sarcină este aproximativ $2V_2$. Condensatoarele au rol de filtru C , diodele în regim permanent conducând scurte intervale de timp, pe virfurile sinusoidei din secundar, și descărcându-se în restul perioadei prin sarcină. Frecvența undulațiilor este 2ω , iar tensiunea inversă maximă pe diode este aproximativ $2V_2$.

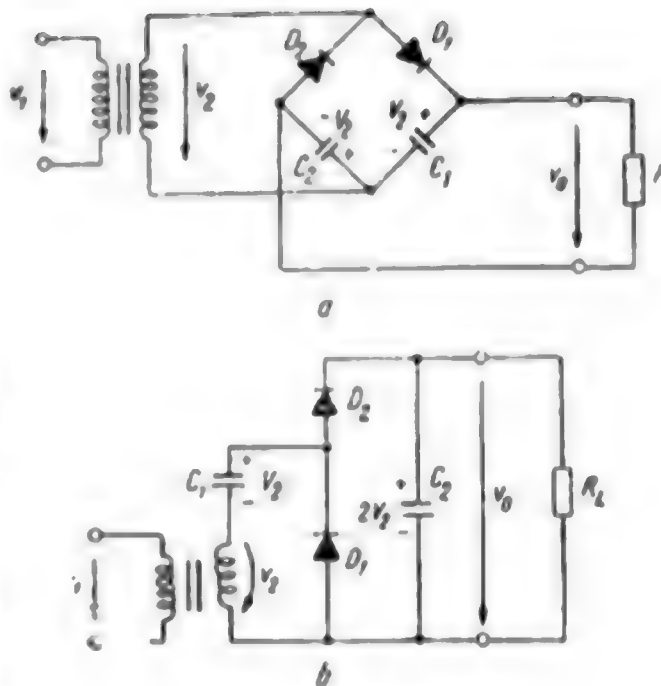


Fig. 15.16

● În figura 15.16, *b* se prezintă un dublor de tensiune monoalternanță. În regimul tranzitoriu inițial C_1 se încarcă la tensiunea V_2 prin D_1 , iar C_2 se încarcă prin D_2 și C_1 la tensiunea $2V_2$. În regim permanent, pe virful alternanței pozitive D_2 conduce și C_2 se încarcă, iar C_1 se descarcă. În alternanța negativă C_1 se încarcă, iar C_2 se descarcă pe sarcină. Frecvența pulsațiilor este ω , iar tensiunea inversă maximă pe diode este $2V_2$. Față de schema precedentă, aceasta are avantajul că sarcina și secundarul au un punct comun de masă.

Schema din figura 15.16, *b* se poate extinde pentru a obține triplarea sau cuadruplarea (etc.) tensiunii ca în figurile 15.17, *a*, respectiv *b*.

● Schema de cundruplare a tensiunii (fig. 15.17, *b*) funcționează astfel. În regimul tranzitoriu inițial C_1 se încarcă prin D_1 la tensiunea V_2 . C_2 se încarcă prin D_2 și C_1 la $2V_2$. C_3 se încarcă prin D_3 . C_1 și C_2 la tensiunea $2V_2$, iar C_4 se încarcă prin D_4 . C_1 , C_2 , C_3 la tensiunea $2V_2$. În regim permanent diodele conduc numai pe virfurile sinusoidei din secundar, astfel că în alternanța pozitivă C_2 și C_4 se încarcă, pe cînd C_1 și C_3 se descarcă. În alternanța negativă C_1 și C_3 se încarcă, pe cînd C_2 și C_4 se descarcă pe sarcină.

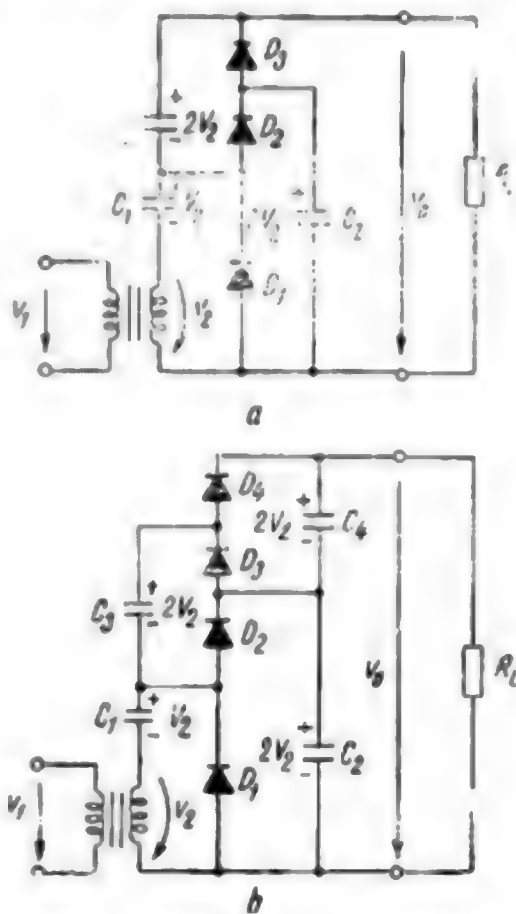


Fig. 15.17

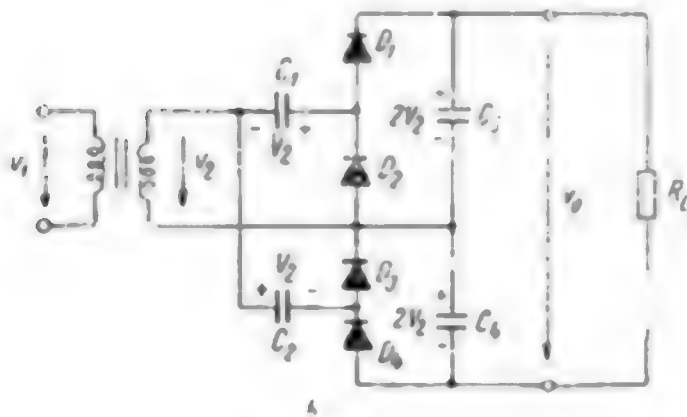
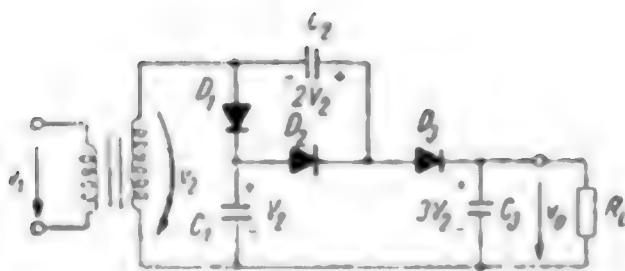


Fig. 15.18

○ Notă. Schemele de triplare și cuadruplare din figura 15.17 se pot lăsa și în variantele din figura 15.18.

15.3. STABILIZATOARE DE TENSIUNE

15.3.1. Generalități

Aparatura electronică necesită tensiuni de alimentare continue pentru o funcționare corectă. Tensiunea obținută la ieșirea unui redresor cu filtru are — pe lângă componenta continuă (dependentă de tensiunea rețelei) — și o componentă variabilă — ondulațiile. În plus, această tensiune

scade mult cu creșterea curentului de sarcină (caracteristică externă căzătoare) și este dependentă de temperatură.

Stabilizatorul de tensiune este un circuit care, ideal, asigură la ieșire o tensiune independentă de tensiunea de intrare, de curentul de sarcină și de temperatură.

În realitate, stabilizatorul nu anulează, dar micșorează considerabil această dependență.

Între redresor și sarcină, stabilizatorul transformă sursa de tensiune nestabilizată într-o sursă de tensiune stabilizată.

● **Tipuri de stabilizatoare.** Una dintre clasificările stabilizatoarelor de tensiune (singurele la care ne vom referi) care are în vedere principiul de funcționare, este următoarea:

- stabilizatoare parametrice;
- stabilizatoare electronice cu reacție;
- stabilizatoare în regim de comutație.

Stabilizatorul parametric are structura cea mai simplă și își bazează funcționarea pe neliniaritatea caracteristicii curent-tensiune a dispozitivului electronic folosit, (în general — o diodă stabilizatoare).

Stabilizatoarele cu reacție realizează funcția de stabilizare printr-o reacție negativă, dispozitivele electronice folosite lucrând liniar; aceste stabilizatoare sînt deci, cel puțin într-o primă aproximație, circuite electronice liniare.

Stabilizatoarele în regim de comutație sînt de fapt tot stabilizatoare electronice cu reacție, în care însă elementul regulator al tensiunii de ieșire nu lucrează liniar, ci în regim de comutație. Crește astfel mult randamentul stabilizatorului.

Stabilizatoarele de tensiune mai pot fi clasificate în: *stabilizatoare serie* și *stabilizatoare derivație*, după cum elementul regulator al tensiunii stabilizate se află în serie sau în derivație cu ieșirea stabilizatorului.

● **Principalii parametri ai stabilizatoarelor.** Admitem reprezentarea generală a stabilizatorului din figura 15.19, pentru care se poate scrie, dependența:

$$v_o = v_o(v_i, i_o, T). \quad (15.37)$$

Dacă diferențiem și trecem la variații finite (presupunind deci variații mici), obținem:

$$\Delta v_o = (1/S)\Delta v_i - R_o\Delta i_o + S_T\Delta T, \quad (15.38)$$

$$v_o = (1/S)v_i - R_o i_o + S_T\Delta T \quad (15.38,a)$$

unde am notat cu S coeficientul de stabilizare, cu R_o rezistența de ieșire (internă) și cu S_T coeficientul de temperatură, definiți de relațiile:

$$\begin{aligned} \frac{1}{S} &= \left. \frac{\Delta v_o}{\Delta v_i} \right|_{i_o, T=ct} = \left. \frac{v_o}{v_i} \right|_{i_o, \Delta T=0}; \\ R_o &= - \left. \frac{\Delta v_o}{\Delta i_o} \right|_{v_i, T=ct} = - \left. \frac{v_o}{i_o} \right|_{v_i, \Delta T=0}; \\ S_T &= \left. \frac{\Delta v_o}{\Delta T} \right|_{v_i, i_o=ct} = \left. \frac{v_o}{\Delta T} \right|_{v_i, i_o=0}. \end{aligned} \quad (15.39)$$

Aceștia sînt parametrii de bază care exprimă performanțele unui stabilizator. Dacă în relația (15.38) considerăm temperatura și sarcina constantă, atunci putem defini un parametru auxiliar numit tot coeficient de stabilizare:

$$K = \left. \frac{\Delta v_i}{\Delta v_o} \right|_{R_L=ct} = \left. \frac{v_i}{v_o} \right|_{\Delta R_L=0} = S \left(1 + \frac{R_o}{R_L} \right). \quad (15.40)$$

La un stabilizator performant, R_o are valori foarte mici și $K \cong S$.

Un alt parametru auxiliar numit coeficient de temperatură ca și S_T se definește prin:

$$C_T = \frac{S_T}{V_o} \quad (15.41)$$

și exprimă variația procentuală pe grad de temperatură a tensiunii stabilizate.

○ **Observație.** Relația (15.38) se poate folosi pentru a determina pe Δv_o la variații Δv_i , Δi_o , ΔT date, numai dacă aceste variații sînt mici. Atunci cînd ele sînt mari, trebuie să se facă o analiză de semnal mare pe circuitul analizat. Aceasta pentru că relația (15.38) este valabilă numai la semnal mic, coeficienții S , R_o , S_T depinzînd de amplitudinea variației, la semnal mare.

15.3.2. Stabilizator parametric cu diodă stabilizatoare

● În figura 15.20 se arată schema unui stabilizator parametric cu diodă stabilizatoare, în R înglobîndu-se și rezistența de ieșire (internă) a redresorului. Funcționarea schemei se bazează pe caracteristica neliniară a diodei stabilizatoare (fig. 15.21, a), care admite variații relativ mari de curent la variații mici ale tensiunii pe diodă. Tensiunea la ieșirea stabilizatorului este chiar tensiunea pe diodă $v_o = v_z$ și ca urmare este de dorit (pentru ca $v_o = ct$) să alimentăm dioda la un curent constant în plaja de stabilizare ($I_{zm} \div I_{xM}$, unde I_{xm} este determinat de ieși-



Fig. 15.19

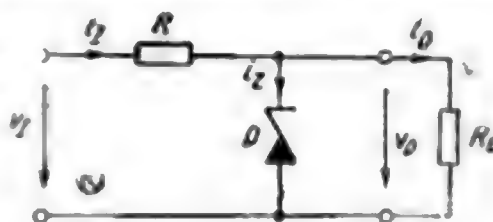


Fig. 15.20

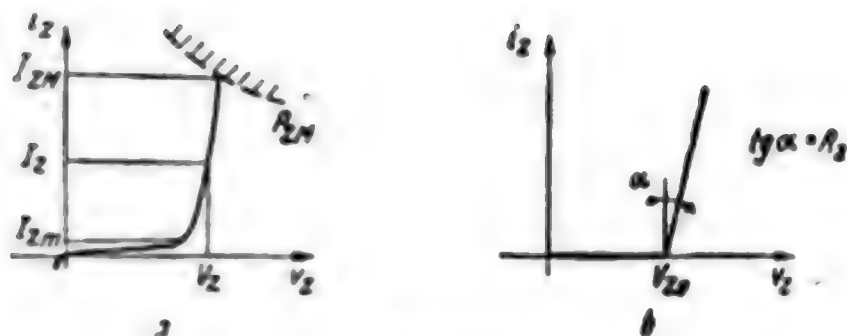


Fig. 15.21

rea din regiunea de stabilizare, iar I_{zM} este determinat din considerente de putere: $I_{zM} = P_{zM}/V_Z$). Caracteristica neliniară a diodei stabilizatoare se poate liniariza pe porțiuni ca în figura 15.21, b. În plaja de stabilizare se poate scrie deci aproximarea liniară:

$$v_Z = V_{Z0} + R_Z i_Z, \quad I_{Zm} < i_Z < I_{zM}. \quad (15.42)$$

Rezistența dinamică R_Z a diodei stabilizatoare are un minim în jurul lui $V_Z = 6V$. Cu cât R_Z este mai mică, cu atât variația Δv_Z în jurul lui V_Z este mai mică la o plajă Δi_Z dată. Valorile nominale accesibile pentru V_Z sînt de la cîțiva volți la zeci de volți, pentru I_Z de la miliamperi la zeci de miliamperi, iar pentru R_Z — de la ohmi la zeci de ohmi. Sub 6V efectul de străpungere este efect Zener, iar peste 6V efectul este de multiplicare în avalanșă. Astăzi se explică și coeficientul de temperatură negativ $C_{IZ} = -0,1\%/^{\circ}C$ pentru $V_Z < 6V$ și pozitiv $C_{IZ} = +0,1\%/^{\circ}C$ pentru $V_Z > 6V$, la diodele cu $V_Z \approx 6V$ acest coeficient avînd valori apropiate de zero.

○ **Notă.** Dacă este nevoie de tensiuni mari de stabilizare se pot lega în serie mai multe diode stabilizatoare. Acest lucru se practică și la tensiuni relativ mici, inserînd diode cu $V_Z \approx 6V$ pentru a obține rezistență dinamică și coeficient de temperatură scăzut. Pentru variații mici în jurul lui V_Z putem conecta în serie una sau mai multe diode alimentate direct, soluție adoptată și la obținerea tensiunilor de stabilizare mici, sub 1–2V.

Un coeficient de temperatură scăzut se obține în montajul cu compensare termică din figura 15.22. Compensarea are loc între coeficientul de temperatură pozitiv al diodei D_1 (se presupune $V_Z > 6V$) și coeficienții negativi ai diodelor D_2, D_3 , la un anumit curent reglabil prin R_1 . Se fabrică în aceeași capsulă astfel de diode compensate termic sub denumirea de *diode de referință*.

● **Parametrii stabilizatorului.** Pe schema din figura 15.20 putem scrie relațiile:

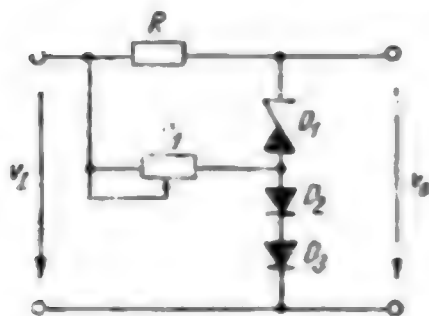


Fig. 15.22

$$i_I = i_Z + i_O; \quad (15.43)$$

$$v_I = R i_I + v_O. \quad (15.44)$$

Dacă între aceste relații și relația (15.42) eliminăm pe i_I și i_Z (cu $v_Z = v_O$), obținem:

$$v_O = \frac{R_Z}{R + R_Z} v_I - \frac{R R_Z}{R + R_Z} i_O + \frac{R}{R + R_Z} V_{Z0}. \quad (15.45)$$

Conform relațiilor de definiție (15.39) obținem coeficientul de stabilizare și rezistența internă a stabilizatorului:

$$S = \frac{R + R_i}{R_i} \cong \frac{R}{R_i}; \quad R_o = \frac{RR_i}{R + R_i} \cong R_i \quad (15.46)$$

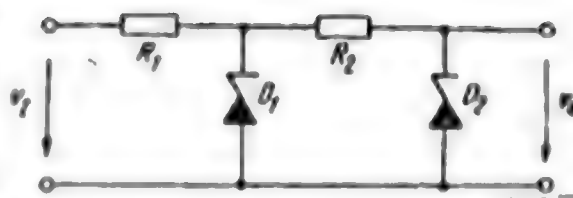


Fig. 15.23

Pentru un S mare este necesar R mare, dar aceasta duce la pierdere de tensiune și, pe de altă parte, o valoare mare pentru R poate scoate dioda din plaja de stabilizare $I_{Zm} < i_z < I_{ZM}$. Din relațiile (15.43), (15.44) rezultă relația de dimensionare a rezistenței R :

$$R = \frac{v_1 - v_0}{i_z + i_0} \cong \frac{v_1 - V_Z}{i_z + i_0} \quad (15.47)$$

Din figura 15.20 rezultă că la I_{Zmin} corespunde V_{1min} , I_{0max} și R_{max} și, invers, la I_{Zmax} corespunde V_{1max} , I_{0min} , R_{min} :

$$R_{max} = \frac{V_{1max} - V_Z}{I_{Zmin} + I_{0max}}, \quad R_{min} = \frac{V_{1min} - V_Z}{I_{Zmax} + I_{0min}} \quad (15.48)$$

(cu indicii „min” și „max” s-au notat valorile extreme pe care le ating curenții și tensiunile în circuit).

Relațiile (15.48) determină plaja R_{min} , R_{max} corespunzătoare plajelor V_{1min} , V_{1max} și I_{0min} , I_{0max} , astfel ca dioda să aibă excursia maximă $I_{Zmin} = I_{Zm}$, $I_{Zmax} = I_{ZM}$. Dacă rezultă $R_{min} < R_{max}$ se alege $R = R_{max}$, pentru a obține un S mare. În caz că rezultă $R_{min} > R_{max}$, trebuie aleasă o diodă cu I_{Zm} mai mic sau I_{ZM} mai mare. Relațiile (15.48) determină, la un R dat plaja I_{Zmin} , I_{Zmax} (care trebuie să se încadreze în I_{Zm} , I_{ZM}) la o anumită plajă a lui v_1 și i_0 etc.

În ceea ce privește coeficientul de temperatură, deoarece $v_0 = v_Z$, rezultă că $S_T = S_Z = \Delta v_Z / \Delta T = V_Z C_{TZ}$ similar cu relația (15.41), unde C_{TZ} este coeficientul de temperatură al diodei stabilizatoare exprimat în procente pe $^{\circ}\text{C}$.

O Notă. Pentru mărirea coeficientului de stabilizare, se pot monta două sau mai multe etaje în cascadă, ca în figura 15.23. Se obține astfel $S \cong R_1 R_2 / R_0 R_0$, $R_o \cong R_0$.

15.3.3. Stabilizatoare cu reacție fără amplificator de eroare

● **Principiul de funcționare.** În stabilizatoarele electronice cu reacție, efectul de stabilizare a tensiunii de ieșire este realizat printr-o reacție negativă (fig. 15.24). Tensiunea de ieșire este eșantionată cu circuitul de eșantionare E și este comparată în circuitul de comparație C cu o tensiune dată de sursa de referință R . Semnalul de eroare produs de C este amplificat în A și aplicat elementului de control EC . Astfel, în stabilizatoarele de tip serie (fig. 15.24, a) creșterea tensiunii de ieșire (datorită creșterii tensiunii de intrare sau scăderii curentului de sarcină) produce o scădere a curentului în elementul de control, de obicei un tranzistor, deci o creștere a tensiunii pe acesta, care reduce din creșterea inițială a tensiunii de ieșire. La stabili-

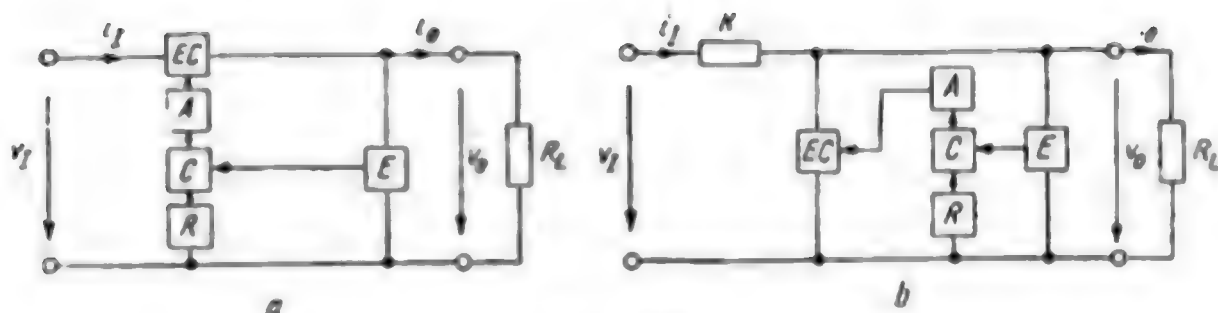


Fig. 15.24

zatoarele de tip derivație (fig. 15.24, b) semnalul de eroare produce creșterea curentului elementului de control, deci tensiunea crește pe rezistența serie R și se reduce creșterea inițială a tensiunii de ieșire. Elementul de control serie suportă întreg curentul de sarcină, iar cel derivație — întreaga tensiune de la ieșire. Datorită pierderii de tensiune pe rezistența serie R , stabilizatoarele derivație au eficiență mai mică decât cele serie. Acestea din urmă însă necesită circuite de protecție la suprasarcină și scurtcircuit a elementului de control.

În continuare ne vom referi la cazurile simple de stabilizatoare cu reacție de tip serie și derivație fără amplificator de eroare.

● **Stabilizatoare serie.** Schema cea mai simplă a unui stabilizator serie este dată în figura 15.25. Întreaga tensiune de ieșire v_O se compară cu tensiunea de referință v_Z dată de o diodă stabilizatoare D , direct pe baza tranzistorului de control (regulator) T , tensiunea la intrarea acestuia fiind

$$v_{BE} = v_Z - v_O. \quad (15.49)$$

Variația tensiunii v_{BE} este în antifază cu variația tensiunii de ieșire, astfel că atunci când aceasta din urmă crește, va crește tensiunea pe tranzistorul regulator, care va prelua variația tensiunii de ieșire. Din relația (15.49) rezultă că tensiunea stabilizată $v_O \cong V_Z$, tensiunea diodei de referință. Montajul se mai numește *stabilizator repelor pe emitor*, întrucât tranzistorul T lucrează în conexiunea CC pe sarcina R_L . De aceea, tensiunea aproximativ constantă V_Z aplicată între bază și colector se regăsește pe sarcină între emitor și colector.

Deducerea parametrilor dinamici. Pe lângă relația (15.42) corespunzătoare diodei de referință, putem scrie relațiile:

$$i = i_Z + i_s; \quad (15.50)$$

$$v_I = R i + v_Z; \quad (15.51)$$

$$i_O = (\beta_F + 1) i_s. \quad (15.52)$$

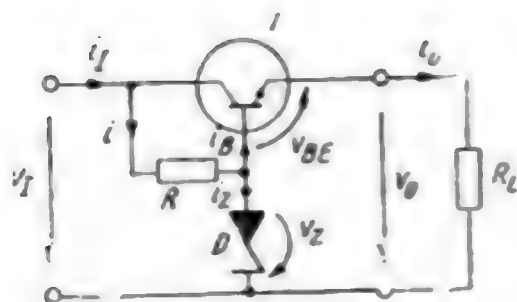


Fig. 15.25

Eliminând între aceste relații pe i , i_Z și i_s și avînd în vedere că $v_Z \cong v_O$, obținem relația $v_O = v_O(v_I, i_O)$ din care se pot deduce parametrii dinamici S și R_o folosind relațiile de definiție (15.39), după cum am procedat la stabilizatorul parametric.

O altă metodă de a deduce parametrii dinamici este de a trata liniar schema stabilizatorului în c.a. la semnal mic. În

cazul de față nu mai este necesar să facem calculele, întrucât direct din figura 15.25 reiese :

$$S = \left. \frac{\Delta v_I}{\Delta v_O} \right|_{\Delta i_O = 0} = \left. \frac{v_I}{v_O} \right|_{i_O = 0} = \frac{R + R_s}{R_s} \cong \frac{R}{R_s}, \quad (15.53)$$

iar rezistența de ieșire a unui repetor pe emitor este :

$$R_o = \frac{R_s || R + h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong \frac{R_s + h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong h_{ie} \cong \frac{V_T}{I_O}, \quad V_T = \frac{kT}{q} \quad (15.54)$$

deci dependentă de curentul continuu prin sarcină.

○ **Notă.** La deducerea relațiilor (15.53) (15.54) s-a neglijat rezistența de ieșire a redresorului.

Coeficientul de temperatură rezultă din relația (15.49) :

$$S_T = S_Z - S_{h_{ie}}, \quad (15.55)$$

unde S_Z și $S_{h_{ie}}$ sînt coeficienții de temperatură ai diodei, respectiv tranzistorului, exprimați în $V/^\circ\text{C}$. Cum $S_{h_{ie}} < 0$, rezultă că se poate realiza o compensare termică parțială numai cînd dioda de referință este cu efect Zener : $S_Z < 0$.

În proiectarea de curent continuu atenția principală se îndreaptă spre rezistența R , ca și la stabilizatorul parametric. Astfel, din relațiile (15.50), (15.51), (15.52) rezultă relația de dimensionare a lui R :

$$R = \frac{v_I - v_Z}{i_Z + i_O / (\beta_F + 1)}. \quad (15.56)$$

Admițînd plaje de variație pentru v_I , i_O , i_Z , β_F , rezultă plaja pentru R în mod asemănător cu relațiile (15.48) :

$$R_{\max} = \frac{V_{I \min} - V_Z}{I_{Z \min} + I_{O \max} / (\beta_{F \min} + 1)}; \quad R_{\min} = \frac{V_{I \max} - V_Z}{I_{Z \max} + I_{O \min} / (\beta_{F \max} + 1)}. \quad (15.57)$$

Acste relații pot fi folosite atît în proiectare (găsirea plajelor R , i_Z sau β_F pentru plaje v_I , i_O date), cît și în analiză (procedeul invers).

Limitările tranzistorului T , care de obicei este un tranzistor de putere, sînt următoarele :

$$V_{CE \max} \cong V_{I \max} - V_Z \leq V_{CEM} \text{ dat în catalog;}$$

$$I_{C \max} \cong I_{O \max} \leq I_{CM};$$

$$P_{C \max} = (V_{I \max} - V_Z) I_{O \max} \leq P_{CM}.$$

○ **Trebuie observat** că dioda de referință lucrează în condiții mai ușoare decît în cazul stabilizatorului parametric, preluînd numai variațiile curentului de bază al tranzistorului T , variațiile curentului de sarcină fiind preluate de curentul de colector al lui T .

Pentru a crește factorul de stabilizare, putem mări rezistența R prin micșorarea lui $i_Z = i_O / (\beta_F + 1)$ în relația (15.56). Acest lucru se poate rea-

liza cu un montaj Darlington, ca în figura 15.26. În acest fel $i_{B2} \cong i_0 / \beta_{F1} \beta_{F2}$. Rezistența R_1 are rolul de a permite trecerea curentului rezidual I_{CEO} al tranzistorului T_1 , astfel încât curentul i_E al lui T_1 să poată fi redus până la valoarea zero. Aceasta este necesar când se lucrează la temperaturi mari cu tranzistoare cu germaniu și dorim să variem curentul în sarcină până la zero.

Micșorarea curentului i_B se poate realiza și cu tranzistorul compus din figura 15.27, care folosește două tranzistoare complementare. De remarcă faptul că montajul din figura 15.26 are coeficientul de temperatură $S_T = -S_E - 2S_B$, pe când pentru montajul din figura 15.27 $S_T = S_E - S_B$.

Relațiile deduse se extind ușor când folosim un tranzistor compus: în regim static relația (15.52) se înlocuiește cu relația $i_0 = \beta_{F1} \beta_{F2} i_B$, iar în regim dinamic se folosesc parametrii h ai tranzistorului compus.

● **Stabilizatoare derivate.** În figura 15.28 se reprezintă schema unui stabilizator derivație cu reacție, fără amplificator de eroare (în rezistența serie R este înglobată și rezistența de ieșire a redresorului). Întreaga tensiune de ieșire v_0 se compară cu tensiunea de referință v_Z direct pe baza tranzistorului regulator, tensiunea la intrarea acestuia fiind:

$$v_{BE} = v_0 - v_Z. \quad (15.58)$$

Tensiunea v_{BE} este în fază cu tensiunea de ieșire, astfel că — atunci când aceasta din urmă crește — va crește curentul prin tranzistorul regulator și deci tensiunea pe rezistența R crește, preluând variația tensiunii de ieșire. Din relația (15.58) rezultă că tensiunea stabilizată $v_0 \cong V_Z$, tensiunea diodei de referință.

Putem scrie următoarele relații:

$$v_I = Ri_I + v_0; \quad (15.59)$$

$$i_I = i_C + i_E + i_0. \quad (15.60)$$

$$v_Z = V_{Z0} + R_Z i_Z; \quad (15.61)$$

$$i_C = \beta_F i_B; \quad (15.62)$$

$$i_E = i_B + V_{BE}/R_1. \quad (15.63)$$

Eliminând între aceste relații și relația (15.58) pe i_I , i_C , i_E , i_B și avînd în vedere că $v_Z \cong v_0$ (V_{BE} s-a considerat un parametru, pentru a ne limita la relații liniare), obținem relația $v_0 = v_0(v_I, i_0)$.

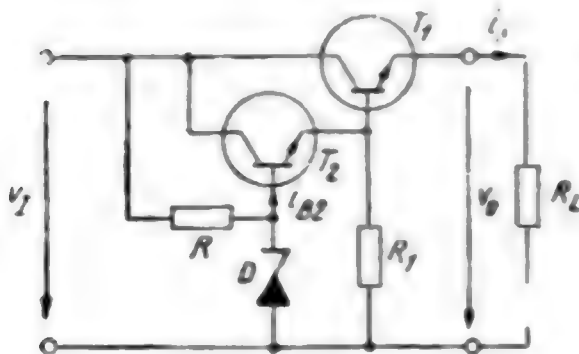


Fig. 15.26

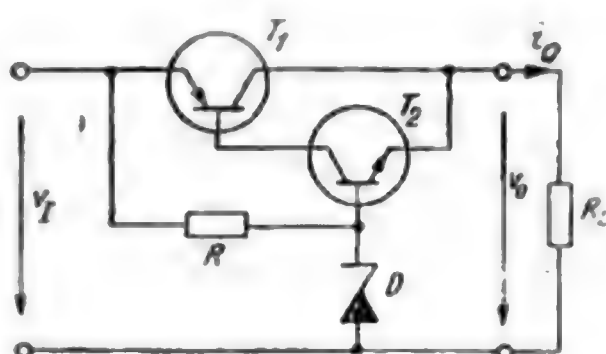


Fig. 15.27

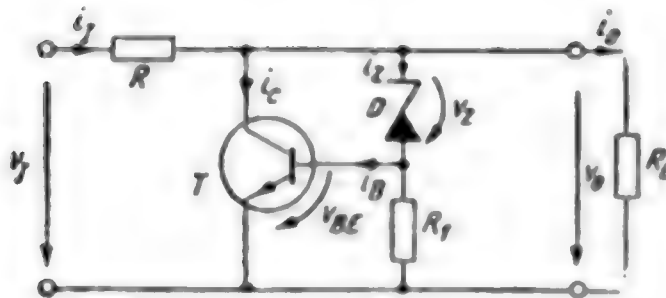


Fig. 15.28

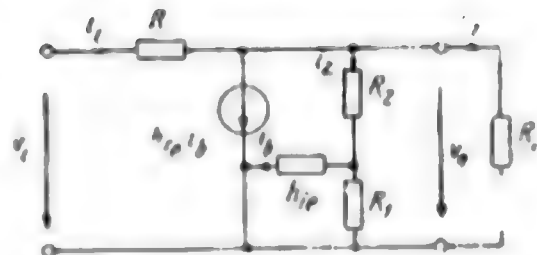


Fig. 15.29

Parametrii dinamiei îi vom deduce ca la stabilizatorul serie, din schema echivalentă liniară de semnal mic (fig. 15.29). Dacă $R_1, h_{ie} \gg R_o, (h_{fe} + 1)R_1 \gg h_{ie}$, se obține:

$$S \approx \frac{h_{fe} + 1}{h_{ie}} R = \frac{R}{h_{ie}}; \quad R_o \approx h_{ie}. \quad (15.64)$$

Coefficientul de temperatură rezultă din relația (15.58): $S_T = S_Z \div S_{tr}$. Vom obține o compensare termică parțială dacă dioda de referință este cu avalanșă ($S_Z > 0$).

Proiectarea de curent continuu. În ceea ce privește rezistența serie R , din relațiile (15.59) și (15.60) în care neglijăm pe i_z rezultă:

$$R = \frac{v_i - v_z}{i_c + i_o}. \quad (15.65)$$

Admițind plaje de variație pentru v_i, i_o, i_c , rezultă plaja de variație pentru R în mod asemănător cu relațiile (15.48):

$$R_{\max} = \frac{V_{I \min} - V_Z}{I_{C \min} + I_{O \max}}; \quad R_{\min} = \frac{V_{I \max} - V_Z}{I_{C \max} + I_{O \min}}, \quad (15.66)$$

unde $I_{C \min} = \beta_F I_{Z \min}$ dacă $R_1 = \infty$ și $I_{C \min} = 0$ cind $R_1 \neq \infty$. $I_{C \max}$ este limitat de tranzistor din considerente de putere.

R_1 se dimensionează astfel ca să permită trecerea lui $I_{Z \min}$ atunci cind tranzistorul este blocat: $R_1 = V_Y / I_{Z \min}$. Folosirea relațiilor (15.66) în proiectare și analiză este similară cu cazul stabilizatorului serie.

Limitările tranzistorului sint următoarele:

$$V_{CE \max} \approx V_Z \leq V_{CEM}, \text{ dat în catalog;}$$

$$I_{C \max} = (V_{I \max} - V_Z) I_{O \max} / (V_{I \min} - V_Z) - I_{O \min} \leq I_{CM};$$

$$P_{C \max} = V_{CE \max} I_{C \max} \leq P_{CM}.$$

Pentru obținerea unei tensiuni la ieșire mai mare decît tensiunea V_Z , se poate folosi schema din figura 15.30 la care:

$$v_o = (v_{BE} + V_Z)(R_1 + R_2)/R_1.$$

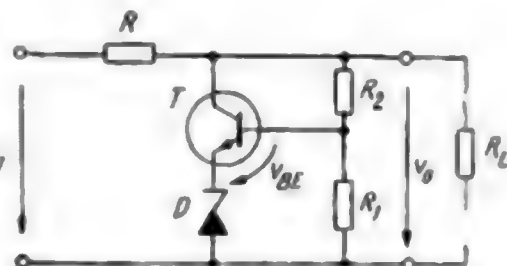


Fig. 15.30

15.4. STABILIZATOARE SERIE CU AMPLIFICATOR DE EROARE

15.4.1. Îmbunătățirea performanțelor stabilizatorului prin reacție negativă

În paragraful precedent ne-am referit la stabilizatoarele cu reacție fără amplificator de eroare. Semnalul de eroare era aplicat direct elementului de control, funcția de stabilizare realizându-se prin efectul reacției negative. Eficacitatea buclei de reacție poate fi considerabil mărită dacă amplificăm semnalul de eroare înainte de a-l aplica elementului de control. În cele ce urmează vom vedea că putem îmbunătăți mult parametrii S și R_o ai stabilizatorului prin creșterea amplificării pe bucla de reacție. Ne vom referi la *stabilizatoarele serie*, a căror schemă generală a fost dată în figura 15.24. *a*, și vom privi stabilizatorul ca un amplificator cu reacție.

● În figura 15.31 a fost redesenată schema generală din figura 15.24. *a*, punând în evidență amplificatorul de eroare A_V și reacția negativă serie de tensiune aplicată la intrarea acestuia prin divizorul rezistiv R_1 , R_2 . Semnalul de intrare în amplificator este tensiunea de referință v_R , iar tranzistorul de control, lucrînd ca repetor pe emitor, poate fi considerat etaj final al amplificatorului A_V . Amplificatorul, tranzistorul de control și sursa de referință sînt alimentate de la tensiunea redresată v_I , tensiunea stabilizată v_O culegîndu-se pe rezistența de sarcină R_L . Dacă amplificatorul A_V este ideal de tensiune, cu A_V mare, și neglijînd pierderea de tensiune pe tensiune pe repetorul T , atunci *amplificarea cu reacție* este :

$$A_{Vf} = \frac{v_O}{v_R} = \frac{A_V}{1 + \beta A_V} \cong \frac{1}{\beta} = 1 + \frac{R_1}{R_2}, \quad (15.67)$$

cu factorul de reacție :

$$\beta = \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \quad (15.68)$$

Funcția amplificatorului A_V este ușor îndeplinită de un amplificator operațional la care aplicăm tensiunea de referință pe intrarea neînversoare și tensiunea de reacție pe intrarea inversoare. Relația (15.67) arată că, în condițiile simplificatoare de mai sus, tensiunea v_O depinde numai de tensiunea v_R și este independentă de tensiunea redresată v_I . În plus, rezultă că putem varia tensiunea stabilizată v_O prin schimbarea factorului de reacție β .

Vom vedea că această situație este încă ideală și că în realitate intervin o serie de factori care ne îndepărtează de cazul ideal. Printre aceștia, cei mai importanți sînt următorii : amplificatorul este de fapt un amplificator real,

iar tensiunea de referință nu este perfect constantă.

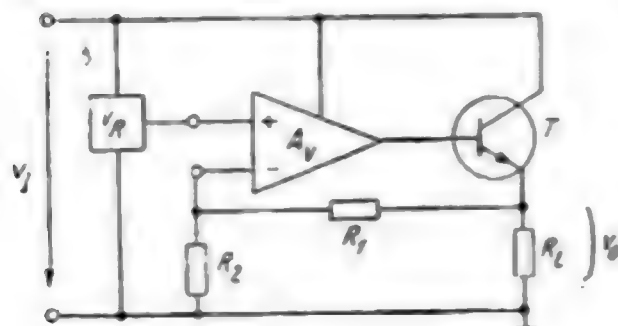


Fig. 15.31

Vom deduce întii parametrii dinamici S și R_o ai stabilizatorului din figura 15.31. Pentru aceasta înlocuim tranzistorul cu schema sa echivalentă cu parametrii h_{ie} , obținînd schema din figura 15.32 (s-a considerat $h_{re} = 0$ și s-a înlocuit tensiunea de referință cu o diodă

Zener). Mărimile v_i , v_o sînt componentele variabile ale mărimilor v_I și v_O ($v_I = V_I + v_i$, $v_O = V_O + v_o$).

Pentru a deduce raportul $S = v_i/v_o$ vom considera pe v_i ca o perturbatie, un semnal parazit aplicat undeva în amplificator cu reacție. Efectul lui v_i la ieșire în prezența reacției este chiar componenta variabilă v_o , care se obține împărțind efectul la ieșire al perturbației v_i în absența reacției la $1 + \beta A_V$:

$$v_o = v_i \frac{R_L}{R_L + 1/h_{oe}} / (1 + \beta A_V), \quad (15.69)$$

de unde:

$$S = \frac{v_i}{v_o} = \frac{1 + R_L h_{oe}}{R_L h_{oe}} (1 + \beta A_V) \cong \frac{A_V}{R_L h_{oe}} \cdot \frac{R_s}{R_1 + R_2}. \quad (15.70)$$

Rezistența de ieșire R_o se obține împărțind mărimea corespunzătoare fără reacție (impedanța de ieșire a repetorului T) la $1 + \beta A_V$:

$$R_o = \frac{h_{oe} + R_{A0}}{1 + h_{fe}} / (1 + \beta A_V) \cong \frac{h_{oe} + R_{A0}}{A_V h_{fe}} \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_s}, \quad (15.71)$$

unde s-a notat cu R_{A0} impedanța de ieșire din amplificatorul de eroare. Din relațiile (15.70) și (15.71) rezultă că pentru a obține S mare și R_o mic este necesar ca A_V să fie de valoare mare, R_{A0} mic, rezistențele R_1 și R_2 trebuie să fie mici, iar tranzistorul de control să aibă h_{oe} și h_{oe} mici și h_{fe} mare.

Expresiile lui S și R_o pot fi obținute și prin metodele expuse în paragrafele 15.3.2. și 15.3.3.

● În figura 15.33 s-a înlocuit amplificatorul de eroare din schema de principiu din figura 15.31 cu un tranzistor la care se aplică tensiunea de referință în emitor (intrare neînversoare) și tensiunea de ieșire eșantionată (tensiune de reacție) — pe bază (intrare inversoare). Tranzistorul T' îndeplinește atît rolul circuitului de comparare (fig. 15.24, a), cît și pe al amplificatorului de eroare. Tensiunea la intrarea amplificatorului este dată de relația $v'_{BE} = \beta v_o - v_z$ de unde rezultă tensiunea stabilizată:

$$v_o = (v_z + v'_{BE})(R_1 + R_2)/R_2. \quad (15.72)$$

Acastă relație putea fi obținută și din relația (15.67) exactă, cu $v_E = v_z$, $A_V = -v_o/v'_{BE}$ (se observă în schema din figura 15.31 că tensiunea de intrare în amplificatorul de eroare

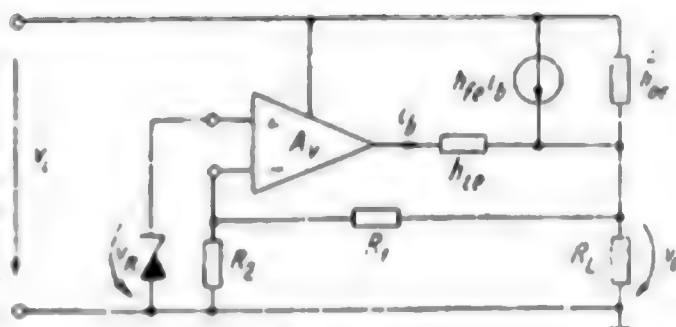


Fig. 15.32

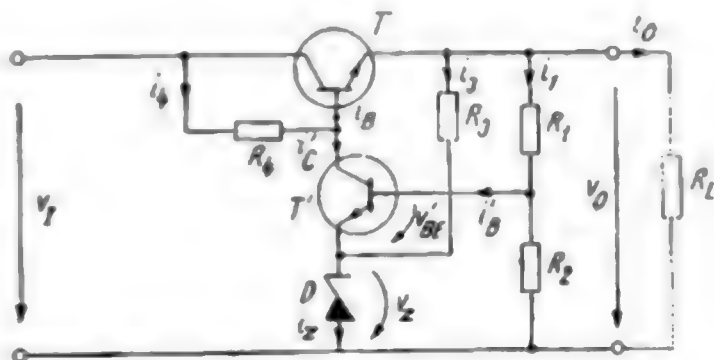


Fig. 15.33

Este $v_e = \beta v_o$, pe cind in schema din figura 15.33 tensiunea de intrare este $v_{BK} = \beta v_o - v_z$.

Funcționarea schemei din figura 15.33 rezultă imediat: semnalul de eroare e_e , în fază cu v_o , este amplificat pe T' și aplicat în antifază pe baza reparatorului T , închizindu-se astfel bucla de reacție negativă. Cu alte cuvinte, componentele alternative ale lui i_c și i_B sînt în antifază. Se observă că tensiunea de ieșire v_o se aplică într-o diagonală a punții R_1, R_2, R_3, D , din cealaltă diagonală culegîndu-se tensiunea de intrare v'_{BK} a amplificatorului de eroare. Această punte este dimensionată în c.c. astfel ca să satisfacă relația (15.72) scrisă pentru componentele de c.c. Semnalul de eroare v'_e este tensiunea de dezechilibru al acestui punți, care se obține pe baza lui T' cînd v_o variază de la V_o la $V_o + v_o$.

Rezistența R_3 asigură curentul de polarizare a diodei de referință D și trebuie dimensionată astfel ca $i_3 \gg i_c$, deci curentul variabil i_c prin T' să nu afecteze tensiunea de referință V_z (în același scop, R_3 s-a conectat la tensiunea stabilizată, în emitorul lui T). În același timp R_3 trebuie să satisfacă relațiile:

$$R_{3\max} = (V_{o\max} - V_z)/I_{z\min}, \quad R_{3\min} = (V_{o\min} - V_z)/I_{z\max}. \quad (15.73)$$

În paragraful următor vom vedea scheme care înlocuiesc rezistența R_3 cu un generator de curent constant.

Rezistența R_4 asigură curentul de polarizare a colectorului lui T' și a bazei lui T . Este, după cum se vede, conectată la tensiunea nestabilizată. Nu poate fi conectată în emitorul lui T la tensiunea stabilizată, astfel neputîndu-se polariza corect joncțiunea bază-emitor a tranzistorului de control. Fiind conectată la tensiunea nestabilizată, R_4 transmite la ieșire variațiile v_e ale tensiunii v_i (prin joncțiunea de intrare a lui T). Astfel scade valoarea parametrului S . În plus, rezistența R_4 (de valoare finită) nu permite transmiterea în totalitate a semnalului de eroare amplificat din colectorul lui T' în baza lui T , scăzînd eficiența buclei de reacție (efectului de stabilizare) și contribuind la mărirea parametrului R_e .

Înlocuirea rezistenței R_4 cu o sursă de curent constant va ameliora această situație după cum vom vedea în paragraful următor.

Rezultă că, din considerente dinamice, R_4 trebuie să aibă o valoare cît mai mare. Pe de altă parte R_4 este limitată superior din considerente statice, asemănătoare cu cele întîlnite în paragrafele precedente:

$$R_{4\max} = (V_{I\min} - V_{BK} - V_o)/I'_{c\min} + I_{B\max}. \quad (15.74)$$

Rezistențele R_1 și R_2 ale circuitului de eșantionare trebuie să fie alese astfel încît $i_1 \gg i'_o$, deci tensiunea eșantionată βv_o să nu fie afectată de curentul de bază al tranzistorului T' . Din punct de vedere dinamic trebuie ca T' să fie atacat pe bază de un generator de tensiune adică să fie îndeplinită condiția:

$$R_1 \parallel R_2 \ll h'_{ie} + (1 + h'_{fe})R_e. \quad (15.75)$$

În același timp, R_1 și R_2 sînt limitate inferior, prin ele trecînd un curent $i_1 \ll i_o$. În sfîrșit, R_1 și R_2 trebuie să satisfacă relația (15.72).

Amplificarea A_v fără reacție pentru circuitul din figura 15.33 este dată de relația:

$$A_v = (R_1 \parallel R_2)/R_e. \quad (15.76)$$

în antifază. În primul caz, între T' și T nu mai trebuie modificată faza semnalului de eroare, pe cînd în al doilea caz trebuie introdus un etaj amplificator pentru a schimba faza semnalului de eroare.

În ce privește coeficientul de temperatură, din relațiile (15.72) și (15.78) rezultă că pentru a realiza o compensare termică parțială este necesară o diodă de referință cu multiplicare în avalanșă, iar în cazul relației (15.79) — o diodă de referință cu efect Zener.

Tranzistorul T' și dioda D se pot realiza tehnologic pe același chip de siliciu, cu o compensare termică aproape perfectă. Astfel de dispozitive se numesc *amplificatoare de referință*. Coeficientul de temperatură al stabilizatorului este determinat în primul rînd de circuitul tensiunii de referință și de circuitul de comparare și în mai mică măsură de celelalte elemente.

Un coeficient de temperatură foarte redus se obține folosind un *circuit de comparare cu amplificator diferențial* (fig. 15.35). Montajul fiind simetric, efectele de temperatură ale celor două tranzistoare se anulează dacă ele sînt identice și au aceeași temperatură. În acest scop ele se realizează pe același chip. Impedanțele pe cele două intrări fiind mari datorită reacției serie pe R_0 , rezultă o funcționare stabilă a diodei D și valori rezonabile (nu prea mici) pentru divizorul R_1, R_2 . Pentru montajul din figura 15.35, a tensiunea stabilizată este:

$$v_0 = v_Z(R_1 + R_2)/R_1, \quad (15.80)$$

iar pentru cel din figura 15.35, b, care se pretează la tensiuni stabilizate mari:

$$v_0 = v_Z(R_1 + R_2)/R_1. \quad (15.81)$$

Din ultimele două relații rezultă faptul că folosind un amplificator diferențial, coeficientul de temperatură al stabilizatorului depinde numai de sursa de referință. Ieșirea către tranzistorul de control se face din colectorul lui T' în cazul din figura 15.35, a și din colectorul lui T'' în cazul din figura 15.35, b, pentru a respecta condiția de fază pe bucla de reacție negativă.

○ **Observație.** În majoritatea cazurilor, tranzistorul T' pe care se face compararea tensiunii de reacție cu cea de referință (fig. 15.33) îndeplinește și rolul de amplificator de eroare. În alte cazuri, cînd dorim să mărim amplificarea A_V în scopul de a micșora pe R_0 sau de a mări pe S , între tranzistoarele T' și T se intercalează unul sau mai multe etaje de amplificare. Trebuie avut în vedere ca faza suplimentară introdusă de aceste etaje să asigure reacția negativă pe bucla de reacție.

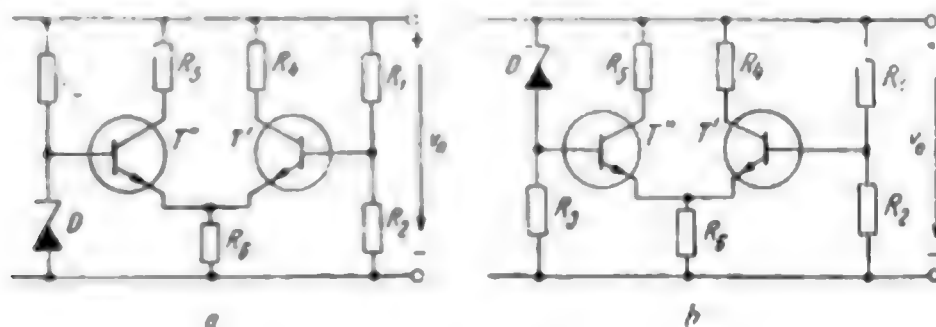


Fig. 15.35

unde rezistența de intrare a tranzistorului regulator este:

$$R_i = h_{ie} + (1 + h_{fe})R_L. \quad (15.77)$$

În relația (15.76) s-a presupus că reacția serie de curent introdusă de rezistența dinamică R_i este puternică și că amplificatorul de eroare este atacat în tensiune. Pentru satisfacerea condiției (15.75), R_i trebuie să fie mare, dar aceasta conduce la A_v mic.

15.4.2. Stabilizatoare serie cu amplificator de eroare perfecționate

● **Circuitul de comparare. Îmbunătățirea factorului de temperatură.**
În figura 15.34 se arată alte variante de comparare a tensiunii eșantionate βv_o cu tensiunea de referință v_x :

În cazul din figura 15.34, a tensiunea de intrare în T' este dată de relația $v'_{BE} = \beta v_o - v_x$ și ca urmare tensiunea stabilizată are expresia (15.72). Rezistența R_3 trebuie să asigure curentul I_{zm} .

În schema din figura 15.34, b tensiunea pe baza lui T' este $v'_{BE} = -(1 - \beta)v_o - v_x$, de unde rezultă tensiunea stabilizată:

$$v_o = (v_x + v'_{BE})(R_1 + R_3)/R_1. \quad (15.78)$$

În schema din figura 15.34, c tensiunea pe baza lui T' este $v'_{BE} = v_x - (1 - \beta)v_o$ și tensiunea stabilizată este:

$$v_o = (v_x - v'_{BE})(R_1 + R_3)/R_1. \quad (15.79)$$

Această ultimă schemă de comparare permite ca tranzistorul T' să funcționeze la tensiune rezonabilă chiar atunci cînd tensiunea stabilizată are valori mari.

○ Se observă că în relațiile (15.72) și (15.78), corespunzătoare figurilor 15.33 și 15.34, a și b, variațiile tensiunilor v_o și v'_{BE} sînt în fază, pe cînd în relația (15.79) corespunzătoare figurii 15.34, c variațiile tensiunilor v_o și v'_{BE} sînt

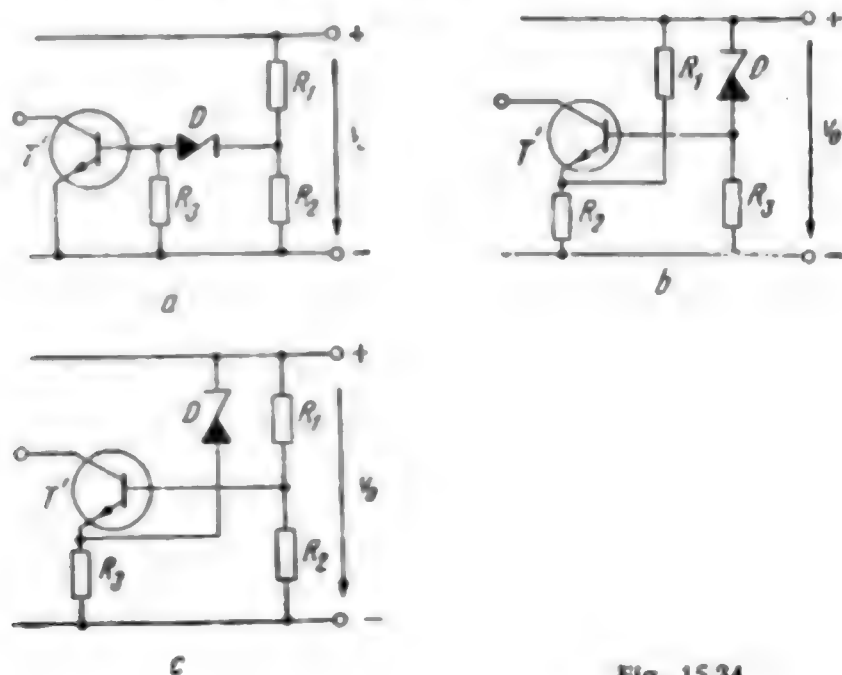


Fig. 15.34

● **Prestabilizatorul.** Îmbunătățirea factorului de stabilizare și a rezistenței de ieșire. Pentru ca ondulațiile tensiunii nestabilizate v_1 să nu se mai transmită direct la ieșire prin rezistența de sarcină R_4 a amplificatorului de eroare, aceasta se poate alimenta de la o tensiune stabilizată. Circuitul respectiv se numește *prestabilizator*.

În figura 15.36 prestabilizarea tensiunii de alimentare a rezistenței R_4 se face cu un **stabilizator parametric** format din rezistența R_5 și dioda D' . Dacă rezistența R_5 este mare, se obține o bună stabilizare a punctului A , dar rezultă o valoare mică pentru R_4 , neconvenabil dinamic (A_V mic).

În figura 15.37 se prezintă o altă schemă de *prestabilizator parametric*, care are avantajul că poate utiliza o diodă D' de tensiune mai mică (prestabilizarea se face față de tensiunea stabilizată, spre deosebire de cazul anterior când se făcea față de masă). În ambele scheme, tensiunea v_{CE} a tranzistorului T trebuie să fie apreciabilă, pentru a obține o prestabilizare bună, neconvenabil pentru puterea disipată pe T .

Dacă înlocuim rezistența R_4 printr-un generator de curent, rezistența de sarcină a amplificatorului de eroare crește (fig. 15.38). Aici prestabilizatorul este format din rezistențele R_4 și R_5 , dioda D' și tranzistorul T_1 . Curentul i_1 este dat de relația $i_1 = (v'_2 + v_{BE1})/R_4$, iar rezistența de sarcină a amplificatorului de eroare este rezistența de ieșire a generatorului de curent dată de relația:

$$(R_4)_{\text{echiv}} = \frac{1}{h_{out}} \left(1 + \frac{h_{fi} R_4}{R_4 + R'_s + h_{ie1}} \right), \quad (15.82)$$

de valoare mult mai mare decât R_4 .

În figura 15.39 prestabilizatorul este un *stabilizator parametric independent*, format din rezistența R_5 și dioda D' . Dacă V'_2 este mare, se obține pentru R_4 o valoare mare și independentă de tensiunea v_{CE} a tranzistorului T .

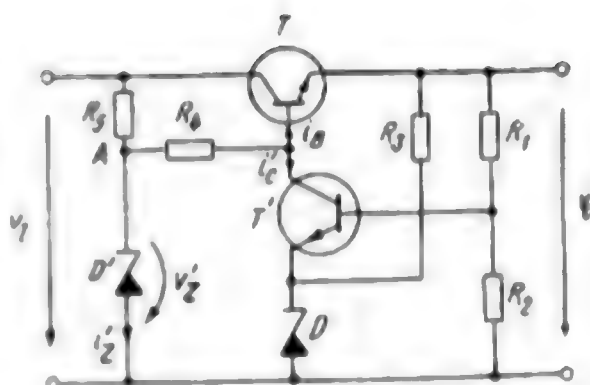


Fig. 15.36

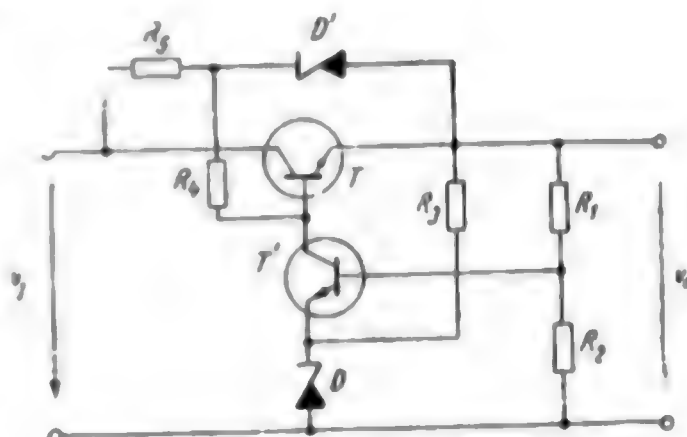


Fig. 15.37

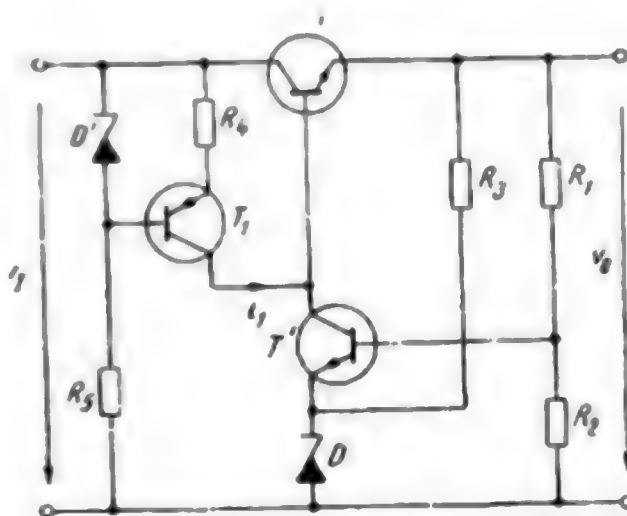


Fig. 15.38

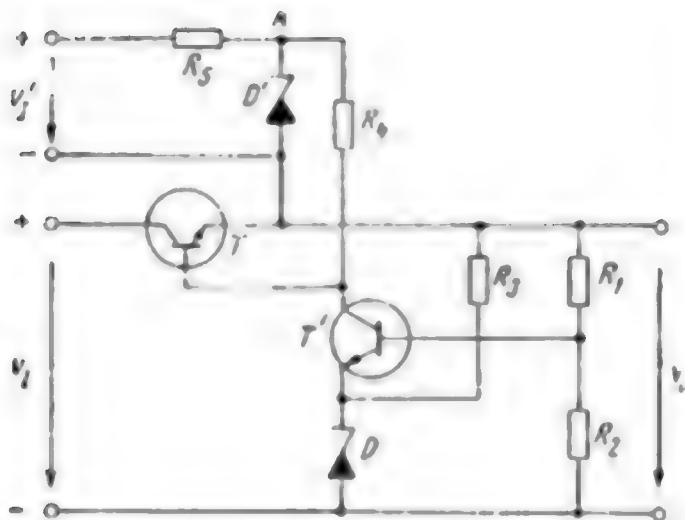


Fig. 15.39

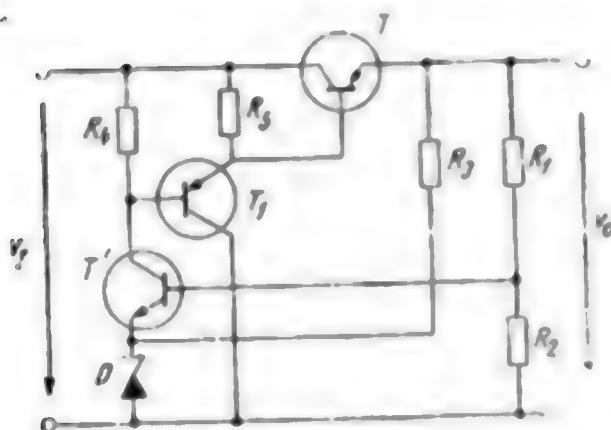


Fig. 15.40

se micșorează R_{A0} intercalând între T și T' un repetor pe emitor T_1 . Rezistența de ieșire a stabilizatorului poate fi micșorată și prin înlocuirea tranzistorului regulator cu un montaj Darlington sau cu un tranzistor compus ca în figurile 15.26, 15.27. Parametrul h_{fe} echivalent crește și deci R_0 scade.

În figura 15.41 se prezintă o schemă de stabilizator în care se obține un coeficient termic redus prin folosirea unui amplificator diferențial T'', T''' . Generatorul de curent T_2 și montajul Darlington T, T_1 , conduc la un factor de stabilizare S mare și la o rezistență de ieșire R_0 mică. Condensatorul C_1 filtrează pulsațiile de pe dioda de referință D , iar condensatorul C_2 previne apariția oscilațiilor de înaltă frecvență pe bucla de reacție, introducând o corecție de fază.

● **Reglarea tensiunii stabilizate.** În schema de bază din figura 15.33 tensiunea stabilizată minimă este $v_{0\min} = v_z + v'_{BE}$ (rezultă din relația (15.72) pentru $R_1 = 0$). Indiferent de circuitul de comparare, tensiunea stabilizată nu poate coborî sub valoarea v_z (se neglijează tensiunea v'_{BE}). Crescând pe R_1 peste valoarea zero, tensiunea stabilizată crește de la valoarea minimă pînă la valoarea maximă $v_{0\max} = v_{I\max} - v_{CE\min}$.

Pentru a coborî tensiunea stabilizată sub valoarea sursei de referință utilizăm o sursă secundară astfel încît potențialul minim al rețelei de eșan-

Stabilizarea punctului A (fig. 15.39) poate fi și mai mult îmbunătățită prin înlocuirea prestabilizatorului parametric cu un prestabilizator cu amplificator de eroare. De asemenea, se poate folosi un prestabilizator separat și pentru alimentarea generatorului de curent din figura 15.38

Folosirea prestabilizatorului duce la creșterea factorului de stabilizare S și la micșorarea rezistenței de ieșire R_0 .

Mărirea factorului S se poate obține și prin folosirea unei surse de referință prestabilizate. Astfel, se poate alimenta dioda de referință D la curent constant, folosind un generator de curent în locul rezistenței R_5 sau alimentînd pe R_5 de la o sursă separată.

Micșorarea rezistenței de ieșire se poate obține nu numai prin creșterea lui A_V , ci și prin micșorarea rezistenței de ieșire R_{A0} a amplificatorului de eroare. În figura 15.40

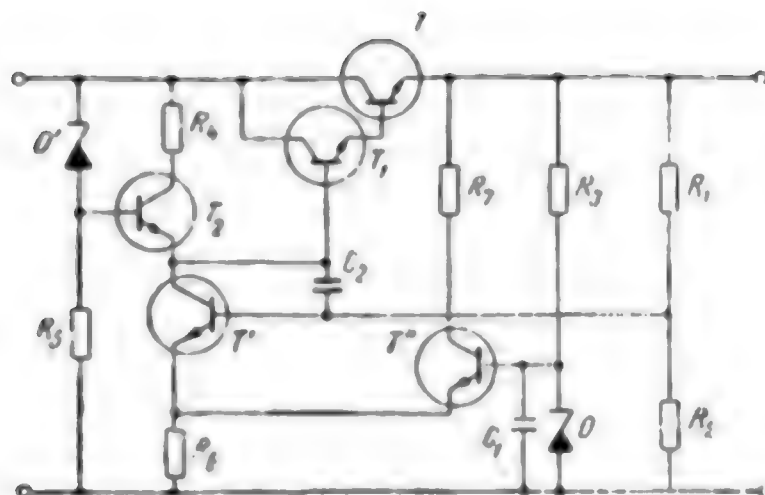


Fig. 15.41

tionare să fie mai mic decât potențialul minim al tensiunii stabilizate (fig. 15.42). Sursa secundară este prestabilizatorul D' , R_7 , tensiunea de ieșire reglându-se cu R_1 .

○ **Notă.** Când tensiunea de ieșire variază în limite largi — și de obicei acest lucru se realizează atât continuu, cât și în trepte — puterea dispată pe tranzistorul de control poate depăși valoarea maximă admisibilă pe treptele joase de tensiune. Pentru a preveni aceasta, concomitent cu reducerea tensiunii de ieșire se reduce și tensiunea de intrare în stabilizator, cu un transformator variabil montat la intrarea redresorului sau folosind un redresor cu tiristoare comandate prin tensiunea de ieșire.

● **Circuite de protecție.** În caz de suprasarcină sau de scurtcircuit accidental, curentul prin tranzistorul serie poate crește mult, depășind puterea maximă admisibilă. Pentru a preveni distrugerea acestuia se folosesc circuite ce limitează curentul maxim în sarcină al stabilizatorului.

Cel mai simplu circuit de protecție este arătat în figura 15.43. Când curentul i_o în sarcină depășește valoarea limită :

$$I_{OL} = (V_{Y1} + V_{Y2} - V_{BE})/r, \quad (15.83)$$

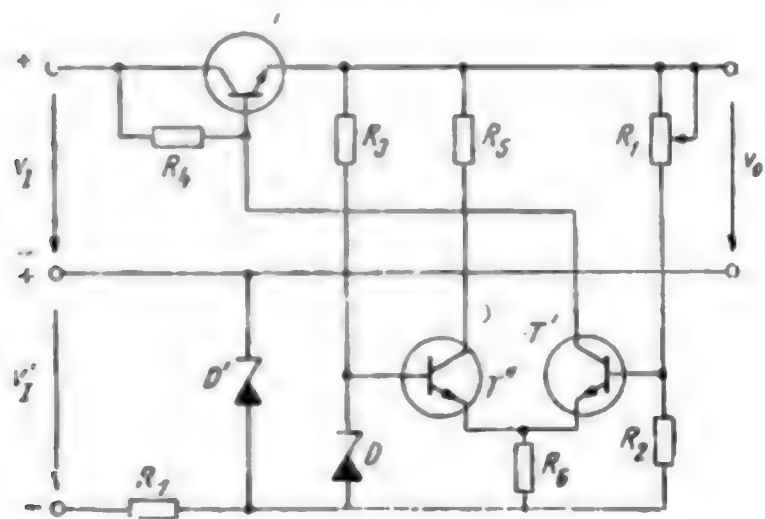


Fig. 15.42

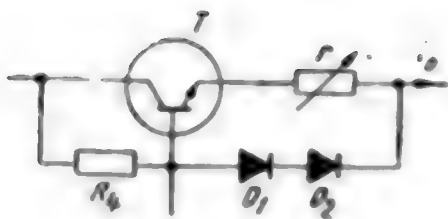


Fig. 15.43

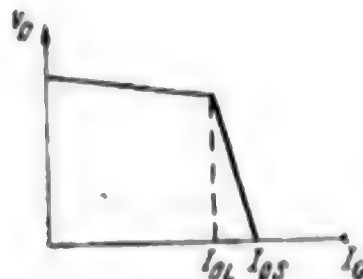


Fig. 15.44

diodele D_1 , D_2 se deschid reducând curentul de bază al tranzistorului T ; curentul prin T se va limita la valoarea I_{OL} , reglabilă prin rezistența r . În caz de scurtcircuit în sarcină, întreaga tensiune de intrare se va aplica pe tranzistorul T , iar curentul de scurtcircuit va fi:

$$I_{OS} = V_I/R_4 + I_{OL}. \quad (15.84)$$

Se obține caracteristica externă din figura 15.44 proprie unui *stabilizator de tensiune cu limitare de curent*.

Circuitul din figura 15.45 are o acțiune similară. Când curentul i_o atinge valoarea $I_{OL} = V_{BE1}/r$, tranzistorul T_1 se deschide, reducând curentul de bază al tranzistorului regulator. Configurația din figura 15.45 se întrebuițează pentru protecția tranzistorului de control în stabilizatoarele integrate.

În circuitul de protecție din figura 15.46 tranzistorul T_1 este în mod normal în saturație. Când curentul i_o depășește valoarea dată de relația (15.83) diodele D_1 , D_2 se deschid, micșorând curentul de bază al tranzistorului T_1 . Crește tensiunea pe T_1 care iese din saturație și se limitează curentul de sarcină. În caz de scurtcircuit la ieșire, tranzistorul T_1 se blochează, preluând întreaga tensiune de intrare. În condiții de suprasarcină, tranzistorul T_1 se poate încălzi mult, conducând la variația tensiunii sale bază-emitor. Pentru ca efectele de temperatură să nu afecteze condiția de limitare a curentului, tranzistorul T și diodele D_1 , D_2 se montează pe același radiator.

Circuitul de protecție din figura 15.47 funcționează în felul următor: în mod normal tranzistorul T_1 este blocat; când curentul i_o depășește o anumită valoare, diodele D_1 , D_2 se deschid și tranzistorul T_1 va conduce; căderea de tensiune produsă de curentul lui T_1 pe rezistența R_4 conduce la creșterea tensiunii pe tranzistorul de control T și la limitarea curentului în sarcină.

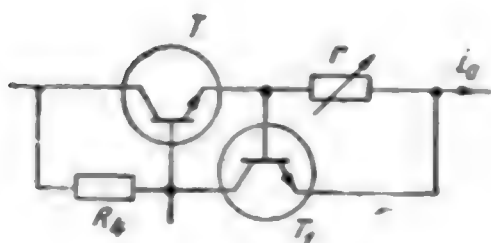


Fig. 15.45

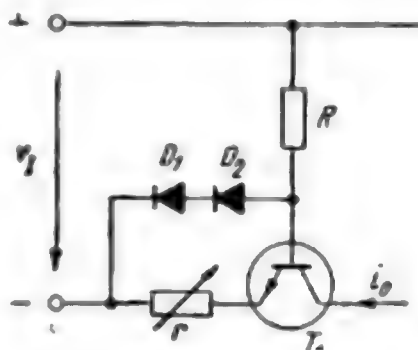


Fig. 15.46

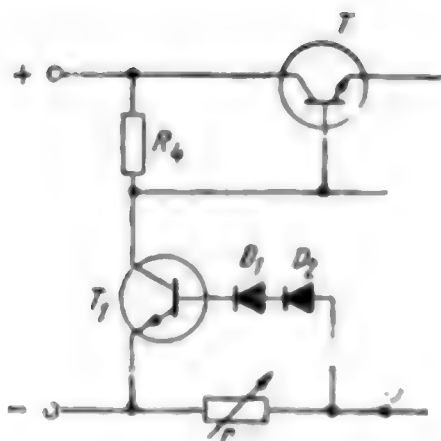


Fig. 15.47

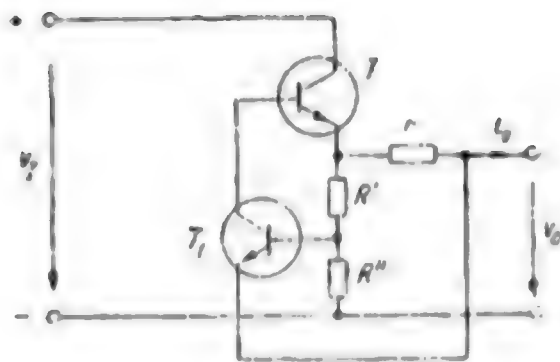


Fig. 15.48

În cazul circuitelor de protecție care limitează curentul după o caracteristică externă de tipul celei din figura 15.44, există inconvenientul că în regimul de scurtcircuit la ieșire, curentul prin tranzistorul serie are valoarea maximă I_{OS} , iar pe tranzistor cade întreaga tensiune de intrare, astfel că el disipă o putere mare (fără a depăși puterea maximă). Pentru înlăturarea acestui inconvenient folosim circuitul de protecție din figura 15.48, care conduce la o caracteristică externă de tipul celei din figura 15.49. Protecția din figura 15.48 intră în funcțiune cînd i_o depășește valoarea dată de relația:

$$V_{BE1} + V_o = (V_o + rI_{OM}) R'' / (R' + R''), \quad (15.85)$$

de unde se deduce valoarea curentului maxim:

$$I_{OM} = \frac{1}{r} \left[V_{BE1} \left(1 + \frac{R'}{R''} \right) + V_o \frac{R'}{R''} \right]. \quad (15.86)$$

În condiții de scurtcircuit la ieșire, rezultă curentul:

$$I_{OS} = \frac{V_{BE1}}{r} \left(1 + \frac{R'}{R''} \right). \quad (15.87)$$

Se vede că $I_{OS} < I_{OM}$ (fig. 15.49) și deci puterea disipată pe T în regim de scurtcircuit este mai mică decît în cazurile anterioare.

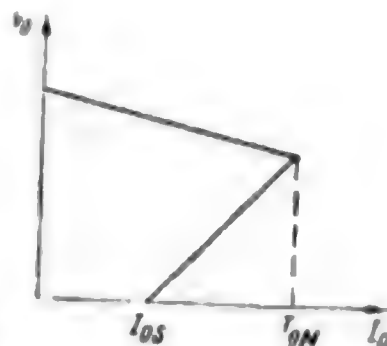


Fig. 15.49

Capitolul 16

OSCILATOARE ARMONICE

16.1. INTRODUCERE

16.1.1. Generalități

Oscilatorul armonic este un circuit electronic (figura 16.1) care generează un semnal de formă sinusoidală

$$v(t) = V \sin \omega t. \quad (16.1)$$

Semnalul $v(t)$ apare la bornele unei rezistențe de sarcină, R_L . Oscilatorul cedează deci sarcinii o putere de curent alternativ

$$P_L = \frac{1}{2} \cdot \frac{V^2}{R_L}. \quad (16.2)$$

Sursa primară a puterii este bateria de alimentare în curent continuu pusă în evidență pe figură. Circuitul trebuie să conțină dispozitive electronice active, capabile (prin definiție) să transforme puterea de curent continuu absorbită de la sursa de alimentare în putere de semnal.

16.1.2. Oscilatorul armonic ca amplificator cu reacție pozitivă. Relația Barkhausen

Considerăm amplificatorul cu reacție pozitivă din figura 16.2, care funcționează în regim de curent alternativ. Semnalele notate cu \underline{X} pot fi, după caz, tensiuni sau curenți. Amplificatorul și rețeaua de reacție sînt circuite liniare descrise de ecuațiile :

$$\underline{X}_2 = A \underline{X}_1; \quad (16.3)$$

$$\underline{X}_f = \beta \underline{X}_2. \quad (16.4)$$

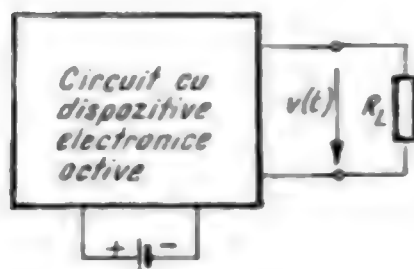


Fig. 16.1

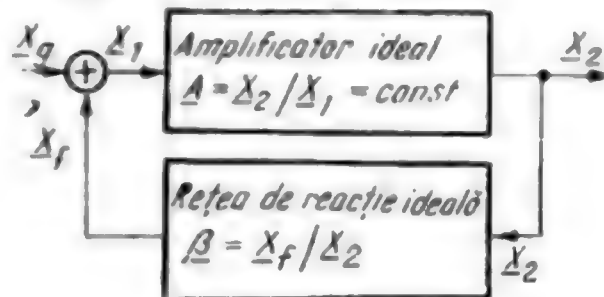


Fig. 16.2

O relație de tipul (16.3), valabilă indiferent de circuitul exterior amplificatorului, definește un *amplificator ideal*. Considerații similare se aplică rețelei de reacție definite de funcția de transfer $\underline{\beta}$. Utilizând și ecuația sumatorului

$$\underline{X}_1 = \underline{X}_e + \underline{X}_f, \quad (16.5)$$

găsim amplificarea cu reacție

$$\underline{A}_f = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_e} = \frac{\underline{A}}{1 - \underline{\beta}\underline{A}}. \quad (16.6)$$

● **Condiția de oscilație.** Circuitul din figura 16.2 devine un oscilator dacă îndepărtând semnalul de excitație ($\underline{X}_e = 0$) obținem totuși un semnal la ieșire (\underline{X}_2 finit, $\neq 0$). Aceasta echivalență cu

$$\underline{A}_f = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_e} \rightarrow \infty \quad (16.7)$$

și utilizând formula (16.6), găsim condiția de oscilație

$$\underline{A}\underline{\beta} = 1, \quad (16.8)$$

denumită *relația Barkhausen*. Această condiție semnifică în fond reproducerea semnalului pe bucla de reacție pozitivă.

În general $\underline{A} = \underline{A}(j\omega)$ și $\underline{\beta} = \underline{\beta}(j\omega)$, deoarece circuitul conține elemente reactive. Punind în evidență amplitudinea și faza acestor numere complexe, vom scrie

$$\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A, \quad j = \sqrt{-1}; \quad (16.9)$$

$$\underline{\beta} = \underline{\beta} \exp j\varphi_\beta. \quad (16.10)$$

Relația Barkhausen este deci echivalentă cu două condiții reale:

$$|\underline{A}| \cdot |\underline{\beta}| = 1 \quad (\text{condiția de amplitudine}); \quad (16.11)$$

$$\varphi_A + \varphi_\beta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (\text{condiția de fază}). \quad (16.12)$$

Semnalul $\underline{X}_f = \underline{X}_1 \underline{A}(j\omega) \underline{\beta}(j\omega)$ care rezultă după parcurgera buclei de reacție este evident de aceeași frecvență cu \underline{X}_1 . Condițiile (16.11) și (16.12) cer ca amplitudinea și respectiv faza semnalului să se reproducă.

○ **Remarcăm** că semnalul sinusoidal este *unicul* semnal care își reproduce forma după ce parcurge un circuit (liniar) cu elemente reactive. Acesta este și motivul pentru care circuitul generează un semnal sinusoidal și nu de altă formă.

● **Frecvența de oscilație.** În multe situații practice putem presupune ca \underline{A} este un număr real. Atunci $\varphi_A = 0$ sau π , după caz. Condiția de fază (16.12) devine

$$\varphi_A + \varphi_\beta(\omega) = 0, 2\pi, \dots \quad (16.13)$$

și determină frecvența de oscilație, ω_{osc} . În acest caz rețeaua de reacție pozitivă este aceea care determină frecvența de oscilație. De aici rezultă și clasificarea oscilatoarelor după natura elementelor rețelei de reacție.

16.1.3. Clasificarea oscilatoarelor armonice

● Oscilatoarele armonice de tip amplificator cu reacție pozitivă se clasifică după natura rețelei de reacție astfel:

- oscilatoare RC (rețea de reacție cu rezistențe și capacități);
- oscilatoare LC (rețea de reacție cu inductanțe și capacități).

Oscilatoarele pot lucra pe frecvență fixă sau variabilă. După gama de frecvență pe care o acoperă, oscilatoarele sînt:

- de audiofrecvență, cu frecvențe de la cîțiva herți pînă la cîțiva megaherți;
- de radiofrecvență (sute de kiloherți pînă la 1 GHz);
- de microunde (frecvențe peste 1 GHz).

De regulă, oscilatoarele de audiofrecvență sînt de tip RC, iar cele de radiofrecvență — de tip LC (se va reveni la momentul potrivit).

● Nu toate oscilatoarele sînt de tip amplificator cu reacție pozitivă. O altă categorie o formează oscilatoarele cu dispozitive cu rezistență negativă. Un astfel de dispozitiv generează putere dacă este polarizat convenabil în curent continuu. Plasînd dispozitivul într-un circuit rezonant, se pot obține autooscilații neamortizate dacă rezistența negativă a dispozitivului compensează pierderile.

16.2. PROBLEME ALE ANALIZEI FUNCȚIONĂRII OSCILATOARELOR

16.2.1. Teoria oscilatoarelor armonice

Pentru caracterizarea unui oscilator trebuie să se determine în principal:

- condiția de amorsare a oscilațiilor;
- frecvența de oscilație, $f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi$;
- amplitudinea de oscilație, de pildă V_{osc} , pe o sarcină dată;
- condiția de stabilitate dinamică a oscilațiilor.

Mai puțină interes: stabilitatea amplitudinii și frecvenței de oscilație, forma exactă a semnalului generat (evaluarea distorsiunilor).

● Teoria liniară a oscilatoarelor se bazează pe modelarea dispozitivelor electronice cu circuite echivalente de semnal mic. Admitem pentru moment că celelalte elemente de circuit au caracteristici liniare și parametri independenți de mărimea semnalului aplicat. În aceste condiții nu se pot stabili decît condiția de amorsare și frecvența de oscilație. Determinarea amplitudinii de oscilație este imposibilă (paragraful 16.1.1).

Pe de altă parte, amplificarea A nu poate fi realizată exact la valoarea cerută de relația (16.8). Dacă $|A|$ devine de pildă mai mic decît valoarea cerută de relația (16.11), atunci putem presupune că eventualele oscilații din circuit vor dispărea (deoarece amplitudinea semnalului nu se mai poate reproduce pe bucla de reacție). Dacă $|A|$ este mai mare decît aceeași valoare, atunci amplitudinea oscilațiilor va crește indefinit, fără ca teoria poată prevedea valoarea la care oscilațiile vor trebui totuși să se limiteze. De aici apare ideea că oscilatoarele trebuie să folosească amplificatoare cu control automat al amplificării astfel încît mărimea amplificării să se ajusteze de la sine la valoarea necesară susținerii oscilațiilor. Controlul automat al amplificării se poate realiza cu un tranzistor cu efect de cîmp

sau cu un termistor, aplicind o tehnică ce va fi descrisă mai departe. În aceste condiții se dovedește posibil și calculul amplitudinii pe oscilație.

● În alte situații amplificatorul are o funcționare neliniară (se simte efectul neliniarității caracteristicilor tranzistorului sau al altor dispozitive electronice din circuit). Dacă distorsiunile nu sînt prea mari, se poate aplica **teoria evasilinară** sau **metoda primei armonici**. Se calculează sau se măsoară o amplificare pentru fundamentală semnalului, amplificare care depinde de amplitudinea acestei fundamentale, fie ea V . Prin funcția $A = A(V)$ parametrul amplitudine apare în condiția de oscilație. Se poate determina **amplitudinea de oscilație** și se poate aprecia **stabilitatea dinamică a funcționării oscilatorului**. Metoda este aproximativă, deoarece nu ia în considerare armonicile semnalului.

● **Teoria neliniară** permite în principiu **determinarea formei de undă exacte**. Din punct de vedere matematic, este necesară rezolvarea ecuației diferențiale neliniare a circuitului, problemă pentru care nu există metode standard. O soluție analitică este cel mai adesea imposibilă, chiar cu prețul unor simplificări în schema analizată și în caracteristicile dispozitivelor electronice folosite.

16.2.2. Exemplu de aplicare a teoriei liniare

Să considerăm un oscilator RC realizat cu un amplificator ideal de tensiune, care are amplificarea $A_r = V_2/V_1$ independentă de circuitul exterior, și cu rețeaua de reacție pozitivă indicată în figura 16.3.

● **Determinarea frecvenței de oscilație.** Deoarece impedanța de intrare a amplificatorului ideal de tensiune este infinită, funcția de transfer în tensiune $\beta = \beta(j\omega)$ a rețelei de reacție va fi calculată cu ieșirea în gol, așa cum se arată în figura 16.4. Se obține succesiv

$$\beta(j\omega) = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1}{V'_2} \cdot \frac{V'_2}{V_2}; \quad (16.14)$$

$$\frac{V_1}{V'_2} = \frac{1}{1 + j\omega CR}; \quad (16.15)$$

$$\frac{V'_2}{V_2} = \frac{Z}{Z + 1/j\omega C}, \quad (16.16)$$

$$Z = \frac{R(1 + j\omega CR)}{1 + 2j\omega CR}.$$

Introducind frecvența unghiulară normată $\bar{\omega} = \omega CR$, obținem

$$\beta = \frac{\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}}. \quad (16.17)$$

Condiția Barkhausen

$$A_r \beta(j\omega) = 1, \quad (16.18)$$

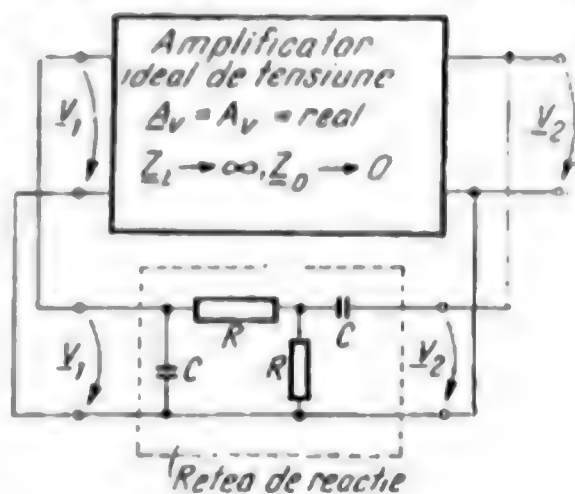


Fig. 16.3

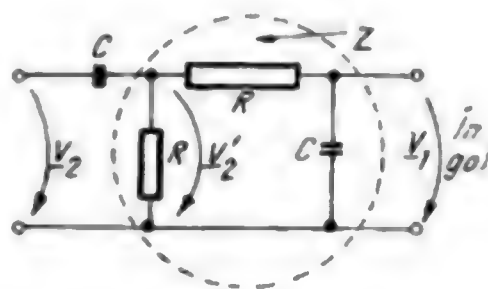


Fig. 16.4

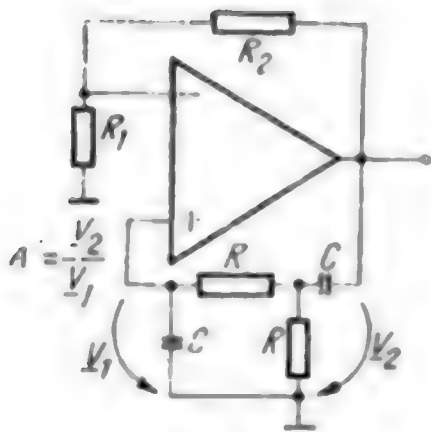


Fig. 16.5

cu $\underline{A}_V = A_V$ presupus real, ne impune un $\beta(j\omega)$ de asemenea real la frecvența (unghiură) de oscilație, ω_{osc} . Rezultă imediat

$$\omega_{osc} = \frac{1}{RC}, \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (16.19)$$

● Amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor se calculează pe baza relațiilor (16.17) – (16.19):

$$\underline{A}_V = \frac{1}{\beta(j\omega_{osc})} = 3. \quad (16.20)$$

Se poate folosi un amplificator operațional cărui i se aplică o reacție negativă, printr-un divizor rezistiv, pe intrarea inversoare, așa cum se arată în figura 16.5. Ieșirea rețelei de reacție din figura 16.4 se conectează la intrarea neinversoare, închizând astfel bucla de reacție pozitivă. Dacă se alege $R_2 = 2R_1$, atunci amplificarea pe intrarea neinversoare va fi

$$A^+ = 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 = A_V. \quad (16.21)$$

Rezistența de intrare foarte mare a amplificatorului operațional va asigura funcționarea practic în gol a rețelei. Pe de altă parte, rezistența de ieșire foarte mică a amplificatorului va determina comanda în tensiune a rețelei și este permisă aplicarea relației (2.21).

● **Condiția de fază.** Observăm că rețeaua de reacție folosită aici este formată din două celule RC care introduc defazaje de semn opus: la frecvența de oscilație defazajul total este zero. Există oscilatoare cu rețele de defazare formate din trei sau mai multe celule similare și care introduc un defazaj de 180° .

16.2.3. Teoria evasiliniară

Să admitem că avem un amplificator ideal cu amplificarea $\underline{A} = A =$ = numărul real. Această amplificare are o mărime care depinde de amplitudinea semnalului din circuit, fie ea V . Caracteristică metodei evasiliniare este tocmai dependența $A = A(V)$, care poate fi determinată experimental sau prin calcul. Dacă în circuit apar și armonici, ele sînt neglijate. Neglijarea este cu atît mai puțin acceptabilă cu cit variația lui A cu V este mai importantă. Un circuit de reacție cu o selectivitate mai bună va fi mai avantajos deoarece va asigura excitația amplificatorului (pe bucla de reacție pozitivă) printr-un semnal mai apropiat de o sinusoidă (decî pentru o singură frecvență, cea dorită).

Cu precizările de mai sus, condiția Barkhausen devine

$$A(V)\beta(j\omega) = 1. \quad (16.22)$$

● Impunem ca la frecvența de oscilație

$$\beta(j\omega_{osc}) = \text{real} \quad (16.23)$$

și determinăm astfel ω_{osc} .

● Amplitudinea de oscilație rezultă din

$$A(V_{osc}) = \frac{1}{\beta(j\omega_{osc})}. \quad (16.24)$$

● **Stabilitatea dinamică a oscilațiilor.** Să considerăm, pentru exemplificare, cazul în care modulul amplificării scade cu creșterea amplitudinii semnalului, așa cum se arată în figura 16.6. Exemple de amplificatoare cu astfel de caracteristici vor fi date ulterior. Amplitudinea de oscilație în regim permanent, V_{osc} , se determină grafic de pe figura 16.6, folosind relația (16.24). Se intuiește faptul că oscilațiile se autoamorsează, deoarece modulul amplificării de semnal mic este mai mare decât cel necesar pentru susținerea oscilațiilor. Dacă apare o perturbație a amplitudinii de oscilație, atunci amplitudinea revine la valoarea V_{osc} după dispariția perturbației.

Presupunând, de pildă, că perturbația a dus temporar la o amplitudine mai mare ca V_{osc} , modulul amplificării a devenit mai mic, semnalul nu se mai reproduce pe bucla de reacție și amplitudinea tinde să scadă, revenind astfel la V_{osc} .

Această *stabilitate dinamică* a oscilațiilor este ilustrată de săgețile de pe figură, săgeți care converg în punctul de funcționare M , indicând tendința de revenire în acest punct.

O nouă situație este indicată în figura 16.7, unde variația amplificării cu amplitudinea semnalului nu mai este monotonă. Aici există două puncte de intersecție, M_1 și M_2 , care corespund unor regimuri de oscilație permanentă. De fapt numai *punctul M_2 corespunde unor oscilații stabile*. Săgețile de pe curbă arată evoluția sistemului atunci când amplificarea este mai mare sau mai mică decât cea cerută de relația (16.24). *Punctul M_1 nu este stabil*: oscilațiile se sting (de pildă dacă V a scăzut accidental) sau cresc în amplitudine ajungând la amplitudinea V_{osc} (abscisa lui M_2).

În cazul din figura 16.7 autoamorsarea nu este posibilă deoarece amplificarea de semnal mic ($V \rightarrow 0$) are o valoare prea redusă pentru a compensa atenuarea introdusă de rețeaua de reacție. *Oscilațiile pot porni prin excitație externă* cu un semnal de o frecvență apropiată de cea proprie a oscilatorului și cu o amplitudine cel puțin egală cu abscisa punctului M_1 .

● **Regimul tranzitoriu la autoamorsarea oscilațiilor.** Atunci când este satisfăcută condiția de autoamorsare, oscilațiile pornesc „de la sine”.

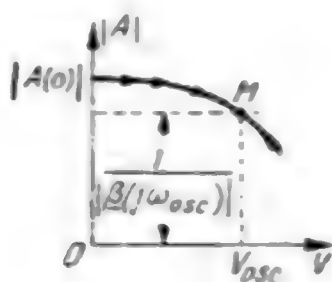


Fig. 16.6

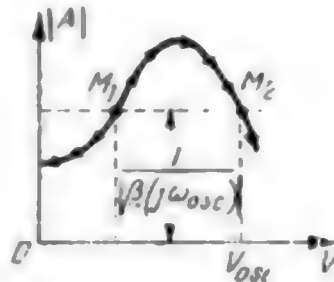


Fig. 16.7

prin amplificarea „zgomotului” existent în circuit. În practică, amorsarea are loc odată cu regimul electric tranzitoriu legat de conectarea circuitului la sursa de alimentare. Selectivitatea rețelei de reacție este esențială: ea face ca circuitul să prefere o anumită frecvență.

O **Concluzii**. Problema fundamentală a teoriei cvasiliniare este aceea a introducerii amplitudinii de oscilație ca un parametru în ecuațiile de circuit, iar rezultatul esențial al acestei teorii este determinarea, chiar și aproximativă, a amplitudinii la care se limitează aceste oscilații.

În cele ce urmează vom examina tehnicile de circuit prin care se realizează în mod concret limitarea amplitudinii de oscilație.

16.3. LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE

16.3.1. Generalități

Pentru ca oscilațiile să se autoamorseze, este necesar ca mărimea amplificării să fie suficient de mare. După amorsare este necesar ca amplificarea să scadă cu creșterea amplitudinii de oscilație pentru ca amplitudinea să se limiteze la o valoare bine determinată.

Există două categorii de metode pentru limitarea amplitudinii de oscilație:

- *controlul automat al amplificării* (presupunând că amplificatorul continuă să funcționeze liniar);
- *funcționarea neliniară a unui element amplificator* (tranzistor) sau *utilizarea neliniarității altor dispozitive* (de obicei se folosesc diode); în acest caz, funcționarea circuitului fiind neliniară, apar distorsiuni al căror efect poate fi redus printr-o selectivitate ridicată a circuitului.

16.3.2. Controlul automat al amplificării cu TEC

Caracteristicile liniare ale TEC la curenți mici sînt cunoscute din capitolul 6. Între drenă și sursă tranzistorul se comportă ca o rezistență, a cărei mărime este controlată de tensiunea continuă aplicată între poartă și sursă. Această tensiune de control se obține prin redresarea și filtrarea semnalului alternativ.

16.3.3. Elemente de control cu inerție termică

Ca exemplu de element de control cu inerție termică vom considera *termistorul*.

Termistorul este un rezistor a cărui rezistență are un coeficient de temperatură negativ și foarte mare în valoare absolută. În timp ce rezistența metalelor pure crește cu circa 0,4% pe grad (Celsius, Kelvin), rezistența termistorului poate scădea cu 3 până la 5,5% pe grad.

Termistorul poate fi folosit pur și simplu ca sensor de temperatură. În acest caz trebuie să ne asigurăm că nu este parcurs de un curent electric care să provoace o încălzire apreciabilă prin efect Joule. Un astfel de termistor poate fi folosit și pentru compensare termică.

Alte termistoare, dimpotrivă, se proiectează astfel încât rezistența lor să varieze apreciabil cu mărimea curentului care le parcurește, datorită încălzirii pe care o determină acest curent. Acestea sunt termistoare de control (de reglaj).

Caracteristici tipice pentru un termistor de control sunt reprezentate în figura 16.8 (după catalog Siemens). Rezistența termistorului depinde de puterea disipată de semnal și nu de forma acestuia: curentul prin termistor (I_T) și tensiunea la bornele termistorului (V_T) sunt măsurate în valori efective. Caracteristicile sunt valabile dacă frecvența semnalului alternativ este suficient de ridicată (de exemplu, peste 20 Hz) pentru ca temperatura (și deci rezistența) termistorului să nu urmărească oscilațiile semnalului. Se observă (fig. 16.8) un efect al temperaturii mediului ambiant, T_a , efect mai puțin important la curenți mai mari prin termistor.

Reprezentarea la scară dublu logaritmică în figura 16.8 permite trasarea a două serii de paralele, unele de rezistență constantă, altele de putere constantă. Evoluind pe o caracteristică a termistorului în direcția curenților mai mari se constată că puterea disipată pe acesta crește în timp ce rezistența sa scade. Termistorul oferă o rezistență practic liniară (care nu introduce distorsiuni în circuit — cu condiția ca semnalul să varieze suficient de rapid).

Alte elemente de control cu inerție termică sunt de tip barelor (bec): rezistența lor crește odată cu mărimea semnalului.

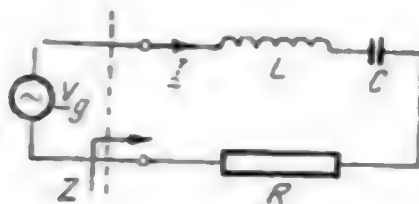
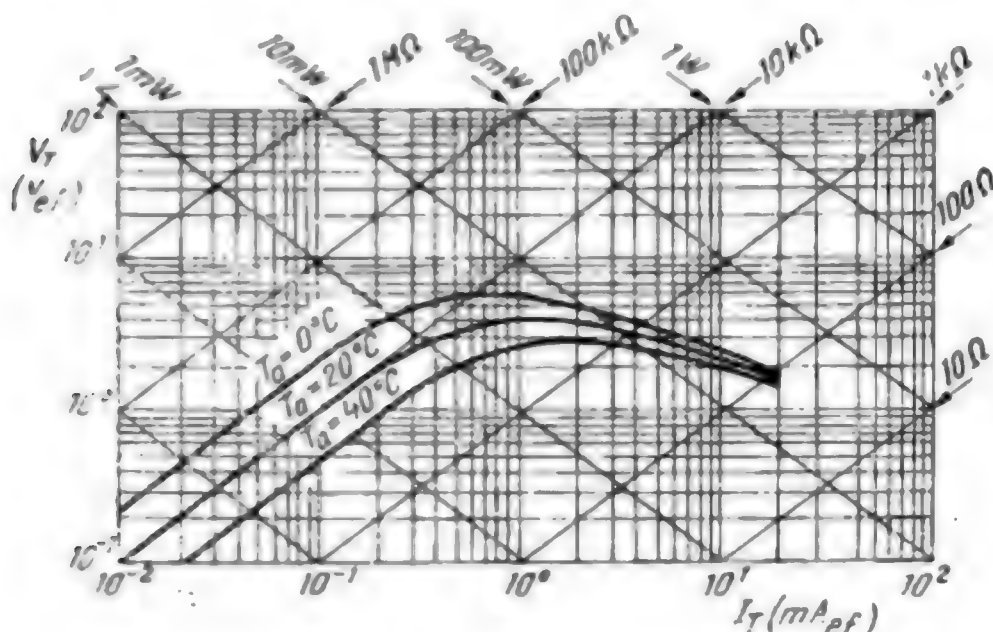


Fig. 16.8

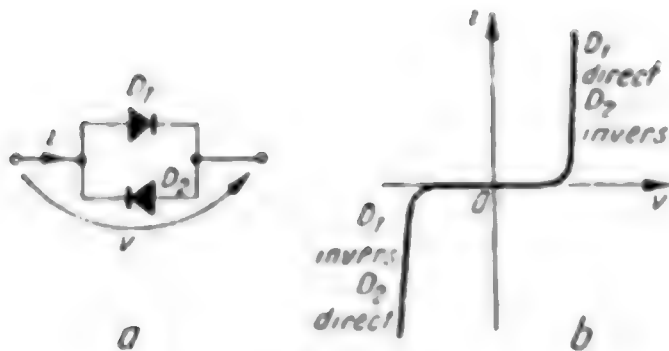


Fig. 16.9

Dacă la bornele dipolului se aplică o tensiune sinusoidală de amplitudine V , atunci prin dipol trece un curent apreciabil abia după depășirea tensiunii prag. Curentul curge sub formă de impulsuri. În context prezintă interes rezistența pe care o oferă dipolul pentru fundamentală curentului. Această rezistență scade rapid cu creșterea amplitudinii semnalului după ce această amplitudine depășește tensiunea prag a diodelor (o fracțiune de volt).

● O comportare similară o are dipolul format din două diode Zener în serie și în opoziție, arătat în figura 10.10, a. Aici deschiderea dipolului are loc abia după depășirea tensiunii V_Z , dacă se neglijează tensiunea pe dioda deschisă (caracteristica din figura 16.10, b). Deoarece rezistența dipolului scade brusc (fig. 16.10, c), amplitudinea semnalului se va limita la o valoare practic egală cu V_Z . Această tensiune este mai mare decât cea din cazul precedent și poate fi aleasă după dorință.

○ Notă. Ar fi de dorit ca cele două diode să aibă caracteristici identice pentru ca $i = i(v)$ să fie perfect simetrică: în acest caz lipsesc armonicele de ordin par ale curentului. Această situație este deosebit de favorabilă deoarece de regulă armonica a doua este cea mai mare și mai greu de filtrat.

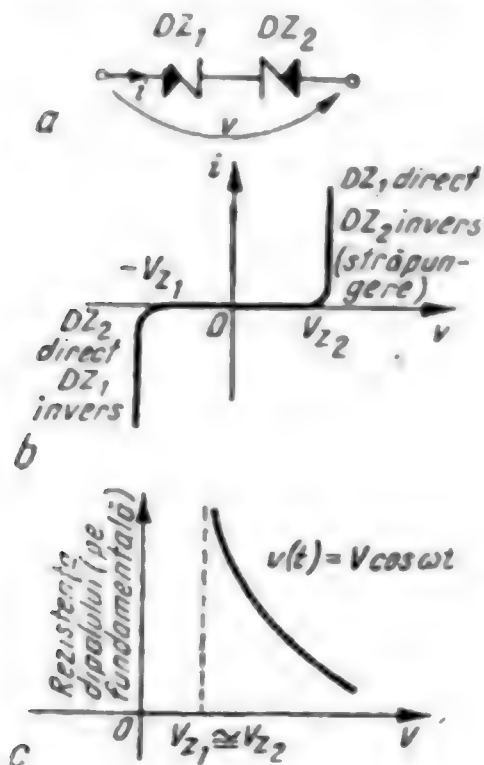


Fig. 16.10

16.3.4. Limitarea amplitudinii cu diode

Exemple de dipoli cu diode folosiți pentru limitarea amplitudinii tensiunii oscilante sînt date mai jos.

● În figura 16.9, a se arată două diode așezate în antiparalel și în figura 16.9, b — caracteristica curent-tensiune a dipolului respectiv.

● Circuitul în punte din figura 16.11, a permite obținerea unei caracteristici simetrice (fig. 16.11, b). Neglijînd tensiunea pe diodele deschise, dipolul se deschide pentru o amplitudine de semnal ce depășește tensiunea de străpungere a diodei Zener (V_Z). Rezistența de intrare în punte (calculată pentru fundamentală curentului) variază cu amplitudinea semnalului aplicat calitativ ca în figura 16.11, c. Variația rezistenței cu amplitudinea semnalului poate fi redusă dacă se atenuază „cotul” caracteristicii diodei Zener prin introducerea unei rezistențe în serie.

În toate cazurile prezentate pînă aici, dipolul a cărui rezistență variază cu nivelul semnalului se poate introduce într-o rețea de reacție negativă care controlează am-

Mecanisme de limitare și stabilitatea amplitudinii de oscilație

Mecanisme de limitare	Distorsiuni	Alte limitări	Domonii de aplicație	Stabilitatea amplitudinii de oscilație
Cu rezistențe de control cu inerție termică (termistor sau barctor)	Nu introduc	Frecvență minimă de lucru (zeci de herți). Necesită un curent de comandă important	Oscilatoare RC (în special cele cu etaj de ieșire — amplificator de putere)	Afectată de temperatura mediului ambiant, de tensiunea de alimentare
Cu control automat al amplificării, comandat de un semnal de control obținut prin reducerea oscilației	Foarte mici	Amplitudine mică la bornele elementului de control (TEC). Nu funcționează la frecvență foarte joasă	În principal în oscilatoare RC de mică putere (cu amplificatoare operaționale)	Permite o bună stabilitate la variații în tensiunii de alimentare. Se face o ajustare funcțională
Cu diode (sau dipoli cu diode)	Importante	Unii dipoli necesită împerecherea diodelor	În principal în oscilatoare LC	Afectată de temperatură (modifică caracteristicile diodei) și eventual de tensiunea de alimentare (referință la limitarea cu o diodă)
Prin neliniaritatea dispozitivului electronic activ	Importante	Trebuie evitată saturația (tranzistoarele bipolare)	Oscilatoare LC. Permite funcționare în clasă C, cu randament mare	Afectată de temperatură și de stabilitatea tensiunii de alimentare

— idealizează amplificatorul asigurând funcționarea rețelei de reacție pozitivă practic independent de amplificator; deoarece această rețea de reacție este de regulă selectivă, se obține o frecvență de oscilație practic independentă de amplificator.

Prin aplicarea reacției negative se asigură astfel valabilitatea relațiilor (16.22) — (16.24): se obține o amplificare dependentă exclusiv de mărimea semnalului și o funcție de transfer a rețelei de reacție pozitivă dependentă exclusiv de frecvență. În acest mod se poate regla frecvența oscilației fără a afecta amplitudinea acesteia.

Situațiile în care reacția selectivă este cea negativă sînt mai rare.

● Rețelele RC sînt uneori foarte simple, cum este cea din figura 16.4. Așa cum am arătat mai sus, se preconizează condiții ideale de lucru ale acestor rețele (atacate de generatoare ideale de curent sau de tensiune, lucrînd în gol sau în scurtcircuit). Adesea se poate determina prin simpla examinare a topologiei rețelei modul în care se „atacă” și respectiv modul în care se „citește” rețeaua (deci tipul de amplificator cu care trebuie să fie folosită).

plificarea amplificatorului (de exemplu, ca în schema de oscilator cu amplificator operațional din figura 16.5). Ca urmare, amplificarea variază cu amplitudinea oscilației din circuit. !

În cele ce urmează vom examina variația amplificării datorită neliniarității dispozitivului amplificator (tranzistor).

16.3.5. Limitarea amplitudinii prin neliniaritatea elementului amplificator

Dacă nu se iau măsuri speciale pentru a controla amplificarea utilizând una dintre tehnicile menționate mai sus, atunci la amplitudini mai mari ale semnalului se intră în zonele neliniare ale caracteristicilor tranzistorului. Din acest motiv, amplificarea scade și amplitudinea semnalului se limitează la o valoare de regim staționar. Acest mecanism de limitare a amplitudinii de oscilație este efectiv folosit în oscilatoarele LC (care au circuite suficient de selective pentru ca efectul distorsiunilor să fie redus). La momentul potrivit vom da detalii privind funcționarea tranzistorului bipolar și respectiv cu efect de cîmp, precum și procedee de calcul.

Principalele mecanisme de limitare a amplitudinii sunt prezentate și în tabelul 16.1, la care se recomandă să se revină pe parcursul capitolului.

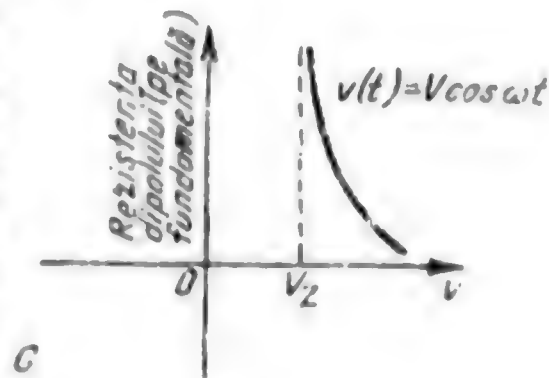
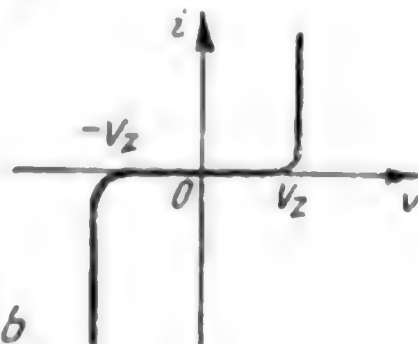
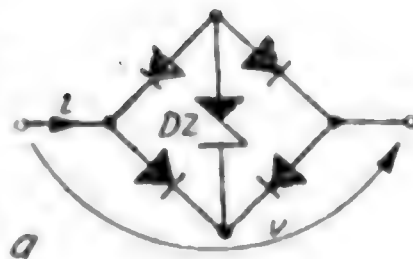


Fig. 16.11

16.4. OSCILATOARE RC

16.4.1. Generalități

● Oscilatoarele RC utilizează de obicei în locul blocului amplificator din figura 16.2 **amplificatoare cu reacție negativă**. Această reacție are un rol multiplu, și anume:

— stabilizează amplificarea făcându-o mai puțin sensibilă la condițiile de funcționare;

— ușurează controlul amplificării prin încorporarea în bucla de reacție a unui dipol a cărui rezistență depinde de amplitudinea de oscilație (paragrafele 16.3.2 — 16.3.4); pe această cale se asigură limitarea amplitudinii de oscilație la valoarea dorită;

Spre exemplu, rețeaua din figura 16.4 trebuie atacată cu un generator ideal de tensiune (un generator ideal de curent ar face inutil capacitorul din stînga). Aceeași rețea va lucra în gol (în scurtcircuit ar deveni inutil capacitorul de la ieșire). Ca urmare se calculează funcția de transfer în tensiune și se folosește un amplificator de tensiune.

16.4.2. Oscilator cu rețea Wien și amplificator de tensiune (oscilator cu punte Wien)

● **Principiul de funcționare.** Rețeaua Wien este arătată în figura 16.12. Potrivit raționamentului de mai sus, ea va fi atacată în tensiune și citită în tensiune. Funcția de transfer în tensiune a rețelei Wien lucrînd în gol are expresia:

$$\underline{F}_W(j\omega) = \frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(\omega R_1 C_2 - \frac{1}{\omega R_2 C_1}\right)}. \quad (16.25)$$

Vom utiliza această rețea cu un amplificator ideal de tensiune. Condiția Barkhausen se scrie

$$\underline{A}_V \underline{F}_W(j\omega) = 1 \quad (16.26)$$

și admițînd $\underline{A}_V = A_V = \text{real}$, rezultă

$$\underline{F}_W(j\omega_{os}) = \text{real}; \quad (16.27)$$

deci, *frecvența de oscilație* va fi

$$f_{os} = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}. \quad (16.28)$$

iar *amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor* este

$$\underline{A}_V = \frac{1}{\underline{F}_W(j\omega_{os})} = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} = A_V(V_{os}). \quad (16.29)$$

Adesea acest tip de oscilator se folosește în generatoare de audiofrecvență cu frecvența variabilă în limite largi. R_1/R_2 și C_1/C_2 trebuie menținute însă constante atunci cînd se reglează frecvența. În caz contrar, se modifică valoarea lui $A_V = A_V(V)$ și variază și amplitudinea $V = V_{os}$ a semnalului. Se preferă să se aleagă

$$R_1 = R_2 = R, \quad C_1 = C_2 = C \quad (16.30)$$

astfel încît

$$f_{os} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (16.31)$$

și amplificarea în tensiune (16.29) trebuie să fie egală cu 3.

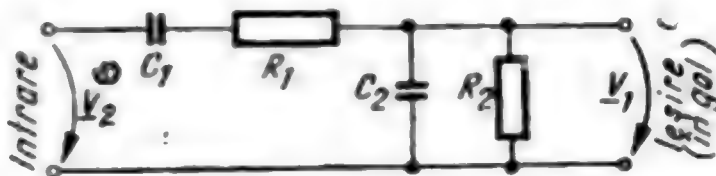


Fig. 16.12

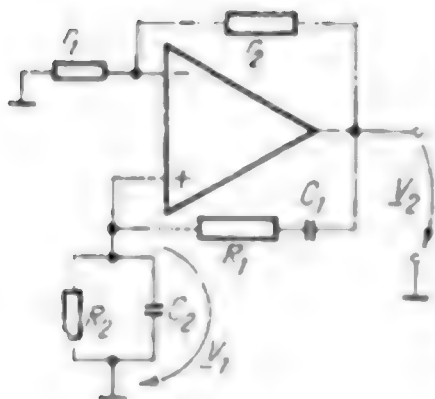


Fig. 16.13

● Figura 16.13 reprezintă un oscilator cu rețea Wien și amplificator operațional. Aici există două bucle de reacție: o reacție pozitivă selectivă (dependentă de frecvență) prin rețeaua Wien și o reacție negativă neselectivă prin atenuatorul (divizorul) format din rezistențele r_1 și r_2 . Amplificatorul operațional împreună cu rețeaua de reacție negativă (cu eșantionare în nod și comparare pe buclă) formează un amplificator de tensiune „ideal” (paragraful 14.4.1) a cărui amplificare este:

$$A_V = \frac{V_2}{V_1} \cong \frac{r_1 + \frac{r_2}{2}}{r_1} = 1 + \frac{r_2}{r_1} = A_V - \text{real.} \quad (16.32)$$

În cazul $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, pentru a obține $A_V = 3$ trebuie ca $r_2 = 2r_1$.

Cele două bucle de reacție din figura 16.13 formează o punte Wien, așa cum devine clar prin redesenarea schemei ca în figura 16.14. Intrarea amplificatorului este conectată în diagonala orizontală a punții, iar ieșirea amplificatorului — în diagonala verticală. Deoarece amplificarea în tensiune a amplificatorului de bază este foarte mare, rezultă că diferența de potențial între nodurile diagonalei orizontale este practic nulă. Ca urmare puntea Wien se află foarte aproape de echilibru.

Frecvența de oscilație depinde exclusiv de rețeaua de reacție numai în cazul în care amplificatorul de tensiune este ideal (cap. 13). Dacă R_i și R_o sunt rezistența de intrare și respectiv de ieșire ale amplificatorului, iar Z_{iw} și Z_{ow} sunt impedanțele de intrare și respectiv de ieșire ale rețelei Wien, atunci trebuie impuse condițiile (Anexa 16.1):

$$R_o \ll R_i(Z_{iw}); \quad (16.33)$$

$$R_i \gg |R_o(Z_{ow})|, \Im(Z_{ow}) \quad (16.34)$$

la frecvența de oscilație, f_{osc} , care devine în acest caz

$$f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi = 1/2\pi RC (\bar{\omega} = \omega RC = 1) \quad (16.35)$$

Găsim imediat

$$Z_{iw}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{3R}{2} (1 - j); \quad (16.36)$$

$$Z_{ow}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3} (1 - j), \quad (16.37)$$

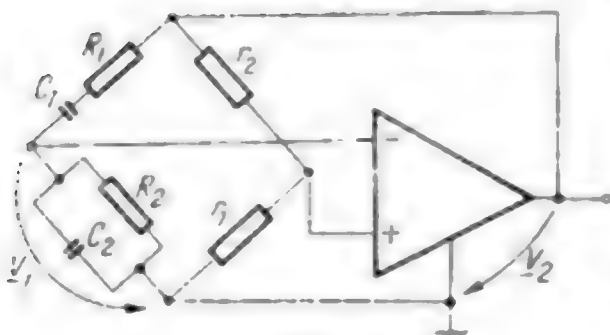


Fig. 16.14

iar condițiile (16.33) și (16.34) impun, respectiv,

$$R_o \ll 3R/2, \quad (16.38)$$

$$R_i \gg R/3, \quad (16.39)$$

și se poate alege pentru R valoarea optimă

$$R = \sqrt{2R_o R_i}. \quad (16.40)$$

Reglarea frecvenței într-o bandă largă presupune modificarea lui R și C . Modificarea se face în trepte sau continuu. Pentru a putea satisface mai ușor condițiile de mai sus, se poate folosi o rezistență variabilă (potențiometrul bobinat), comutând condensatoare de capacitate diferită pentru diferite game de frecvențe.

Pentru situația în care amplificatorul de tensiune nu este ideal, sunt utile diagramele din Anexa 16.1 care permit caracterizarea rețelei Wien la o frecvență diferită de frecvența caracteristică a rețelei, $\omega_0 \approx 1/KC$.

În sfârșit, vom explica modul de limitare a amplitudinii de oscilație prin bucla de reacție negativă a amplificatorului. În figura 16.15 este arătată o schemă care folosește controlul automat al amplificării cu un TEC (paragraful 16.3.2). Comparând cu schema generală din figura 16.13, constatăm că locul rezistenței r_1 este jucat de un

TEC a cărui rezistență este controlată de tensiunea continuă obținută prin redresarea oscilației de la ieșire. Redresorul este de tip monoalternanță cu filtru capacitate. Trebuie asigurată condiția $f_{osc} R_3 C_3 \gg 1$ pentru valoarea minimă a lui f_{osc} .

Schema din figura 16.16 folosește pentru limitarea amplitudinii de oscilație o punte de diode ca cea din figura 16.11. La semnale mici puntea prezintă o rezistență foarte mare, iar r_{20} trebuie ales astfel încât să permită amorsarea oscilațiilor. Atunci când amplitudinea semnalului crește suficient de mult, rezistența punții scade și reacția negativă este mai puternică, determinând scăderea amplificării amplificatorului corectat cu rețeaua Wien și, ca urmare, limitarea creșterii amplitudinii de oscilație.

Limitarea amplitudinii de oscilație poate fi asigurată și cu un termistor (paragraful 16.3.3). Din nefericire, amplificatorul operațional nu furnizează, de regulă, la ieșire, o putere suficientă pentru a comanda termistorul.

Figura 16.17 arată un oscilator cu punte Wien cu tranzistoare bipolare care are un etaj de ieșire repetor pe emitor (etaj de putere). În figura 16.18 apar scheme de oscilatoare cu punte Wien cu tranzistoare în care se folosește un cuplaj direct între etaje. Notățiile pentru elementele punții Wien sînt aceleași ca în schema din figura 16.14.

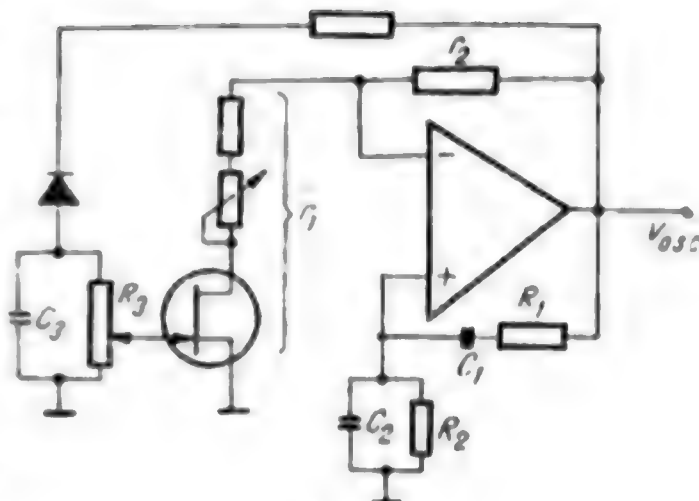


Fig. 16.15

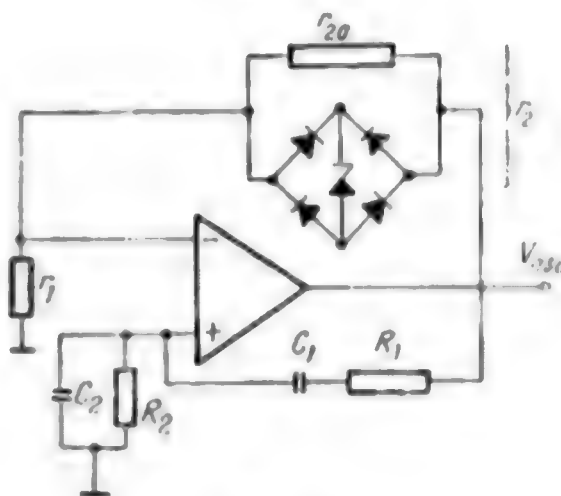


Fig. 16.16

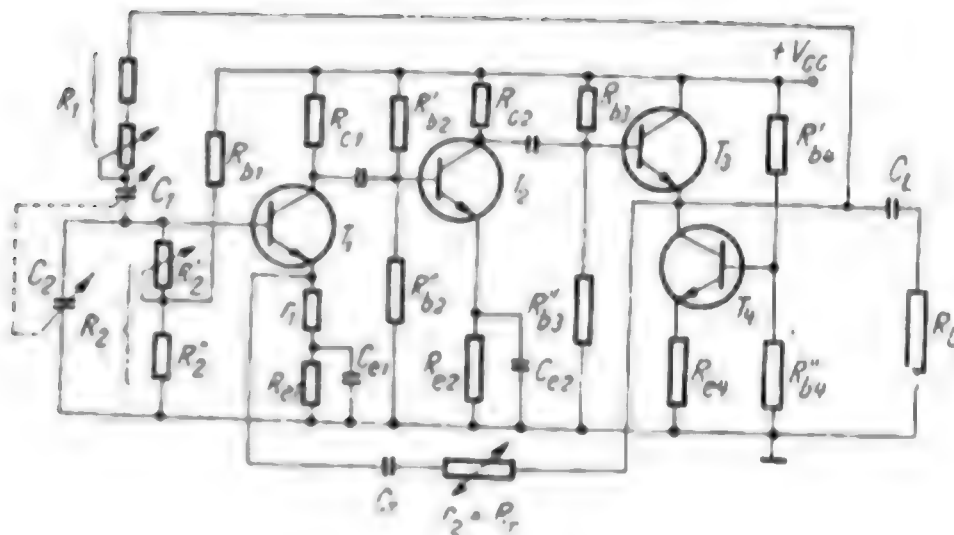


Fig. 16.17

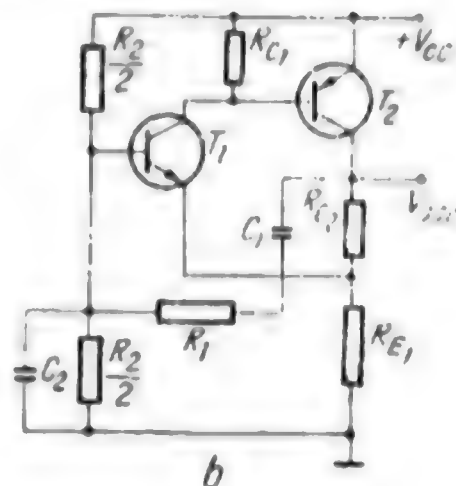
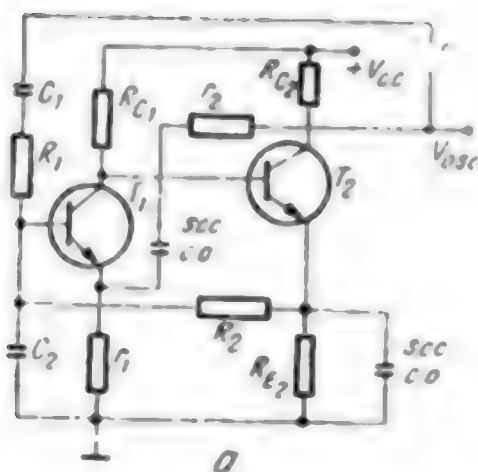


Fig. 16.18

16.4.3. Oscilator cu rețea Wien și amplificator de curent

● **Principiul de funcționare.** Rețeaua Wien redesenată ca în figura 16.19 este destinată să lucreze cu un atenuator (ideal) de curent. Într-adevăr, rețeaua trebuie atacată în curent (un generator ideal de tensiune ar scurtcircuita grupul $C_2 R_2$) și citită în curent (scurtcircuit la ieșire și nu funcționare în gol, care ar face inutil grupul $R_1 C_1$). Funcția de transfer a rețelei definită în aceste condiții este

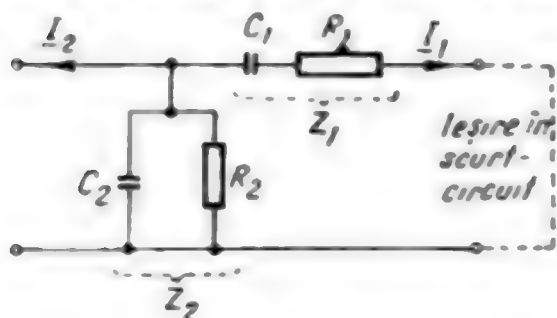


Fig. 16.19

$$\beta_I = \frac{I_1}{I_2} = -\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}, \quad (16.41)$$

unde

$$Z_1 = R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}; \quad Z_2 = \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2}. \quad (16.42)$$

Dacă rețeaua lucrează cu un amplificator ideal de curent (impedanță de intrare nulă, impedanță de ieșire infinită, amplificare în curent \underline{A}_I), atunci relația Barkhausen

$$\underline{A}_I \beta_I = 1; \quad \frac{\underline{A}_I \underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} + 1 = 0 \quad (16.43)$$

devine

$$(A_I + 1)j\omega C_1 R_2 + (1 + j\omega C_2 R_2)(1 + j\omega C_1 R_1) = 0 \quad (16.44)$$

și presupunind $\underline{A}_I = A_I = \text{real}$, din egalarea cu zero a părții reale a membrului întâi obținem *frecvența de oscilație*:

$$f_{os} = \frac{\omega_{os}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}. \quad (16.45)$$

Egalind cu zero partea imaginară, găsim *amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor*:

$$A_I = -\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right). \quad (16.46)$$

Considerînd și aici cazul particular $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, găsim

$$f_{os} = \frac{1}{2\pi RC}, \quad A_I = -3. \quad (16.47)$$

Tot în acest caz particular, impedanța de intrare a rețelei de reacție este

$$\underline{Z}_{os} = R \frac{1 + j\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}}, \quad \bar{\omega} = \omega CR. \quad (16.48)$$

La frecvența $\omega_{os} = 1/CR$ ($\bar{\omega} = 1$) această impedanță are expresia

$$\underline{Z}_{os}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3} (1 - j) \quad (16.49)$$

și rezistența de ieșire a amplificatorului trebuie să satisfacă condiția

$$R_o \gg \frac{R}{3}. \quad (16.50)$$

Admitanța de ieșire a rețelei de reacție este

$$\underline{Y}_{os} = \frac{1}{R} \cdot \frac{j\bar{\omega}(1 + j\bar{\omega})}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}} \quad (16.51)$$

$$\underline{Y}_{os}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{1}{3R} (1 + j) \quad (16.52)$$

și impunem

$$R_i \ll 3R. \quad (16.53)$$

○ **Observație.** Condițiile (16.50) și (16.53) specifică de fapt funcționarea rețelei cu amplificator ideal de curent.

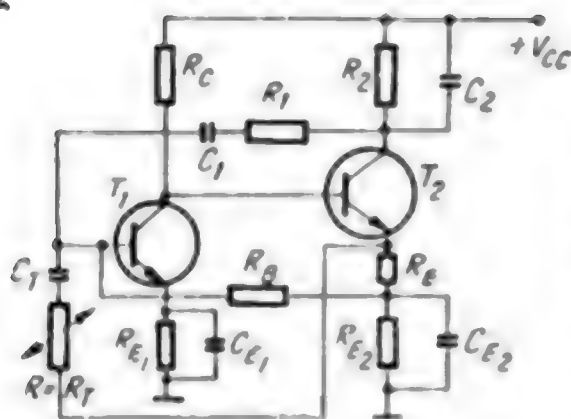


Fig. 16.20

● Schemele cu tranzistoare bipolare se pretenză la realizarea amplificatorului de curent. În figura 16.20 se folosește o reacție negativă cu eșantionare pe buclă și comparare în nod pentru micșorarea impedanței de intrare și mărirea impedanței de ieșire; schema de curent alternativ este reprezentată în figura 16.21. Amplificarea de curent este

$$A_I = \frac{I_2}{I_1} = -\left(1 + \frac{R}{R_E}\right) \quad (16.54)$$

și limitarea amplitudinii poate fi asigurată înlocuind pe R cu un termistor sau pe R_E cu un baretor (bec cu incandescență). Se remarcă și reacția negativă în curent continuu (prin alimentarea bazei lui T_1 din emitorul T_2), care asigură o stabilizare suplimentară a punctului static de funcționare.

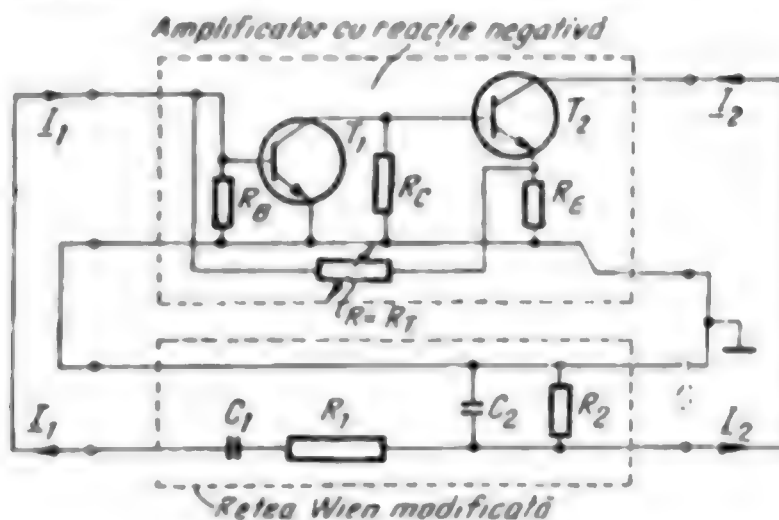


Fig. 16.21

Impedanța de sarcină poate fi conectată în emitorul lui T_2 pentru a nu afecta circuitul de reacție pozitivă și a nu antrena modificarea pe această cale a frecvenței de oscilație.

Conectarea în colectorul lui T_1 asigură separarea și de bucla de reacție negativă, dar rezistența de ieșire în acest punct este considerabil mai mare.

16.4.4. Oscilatoare cu rețea dublu T și amplificator de tensiune

● **Principiul de funcționare.** Rețeaua dublu T este un circuit cu o selectivitate mai bună decât rețeaua Wien. Un caz particular apare în figura 16.22. Se presupune că rețeaua este comandată în tensiune și lucrează în gol. Funcția de transfer este

$$\underline{F}_T = \frac{V_{2r}}{V_{1r}} = \frac{2k - \bar{\omega}^2 + j\left(2k\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right)}{2 + 2k + \frac{1}{k} - \bar{\omega} + j\left[\left(2 + 2k + \frac{1}{k}\right)\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right]}, \quad (16.55)$$

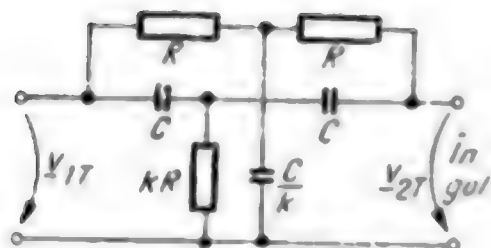


Fig. 16.22

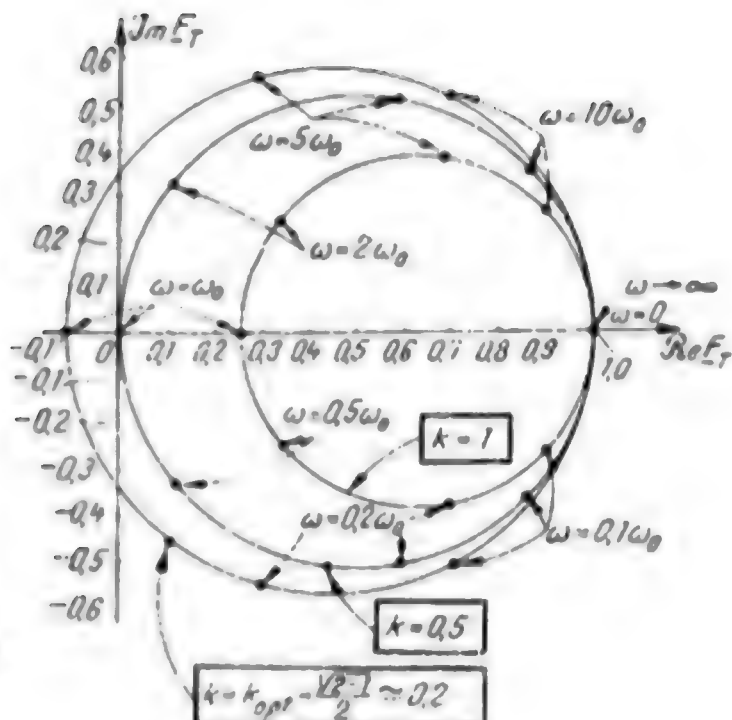


Fig. 16.23

unde

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{1}{CR}, \quad (16.56)$$

iar hodrograful său pentru anumite valori ale lui k este reprezentat în figura 16.23. Este ușor de verificat, prin simpla inspecție a circuitului, că $F_T = 1$ atât pentru $\omega \rightarrow 0$, cit și pentru $\omega \rightarrow \infty$, indiferent de valoarea lui k . Ca urmare, modulul funcției de transfer are cel puțin un extrem atunci cînd ω variază de la 0 la ∞ . Acest extrem are loc (fig. 16.23) pentru $\omega = \omega_0$ ($\bar{\omega} = 1$). Se constată simetria față de $\bar{\omega} = 1$: funcția de transfer are aceleași valori pentru $\bar{\omega}$ și pentru $1/\bar{\omega}$.

La frecvența caracteristică ω_0 , funcția de transfer în tensiune este reală:

$$F_T(j\omega_0) = \frac{k(2k - 1)}{2k^2 + k + 1}, \quad (16.57)$$

fiind pozitivă pentru $k > 0,5$, negativă pentru $k < 0,5$ și zero pentru $k = 0,5$. În ultimul caz, la frecvența $\omega = \omega_0$, are loc o *rejecție completă a semnalului*. Cele trei cazuri sînt sintetizate în tabelul 16.2. Dacă rețeaua

Tabelul 16.2

Utilizarea rețelei dublu T din figura 16.23

k	$< 0,5$	$0,5$	$> 0,5$
$F_T(j\omega_0)$	real, negativ	zero	real, pozitiv
$ F_T(j\omega) $ are la $\omega = \omega_0$ un	maxim	minim egal cu zero	minim
Circuitul se comportă ca un	filtru trece-bandă (în jurul lui ω_0)	circuit de rejecție a frecvenței ω_0	filtru oprește-bandă (în jurul lui ω_0)

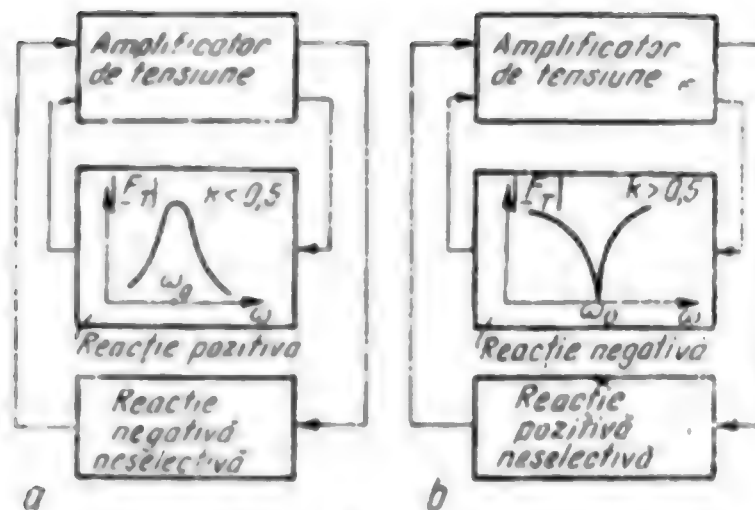


Fig. 16.24

operează ca un filtru trece-bandă ($k < 0,5$), atunci ea poate fi folosită în bucla de reacție pozitivă a unui oscilator, așa cum se arată în figura 16.24, *a*. Când rețeaua lucrează ca un filtru oprește-bandă ($k > 0,5$), atunci ea trebuie inclusă în bucla de reacție negativă: oscilatorul mai necesită o buclă de reacție pozitivă (neselectivă), așa cum se arată în figura 16.24, *b*.

Pentru $\omega = \omega_0$ și $k < 0,5$, F_T este un număr real, negativ. Rețeaua va fi folosită cu un amplificator ideal de tensiune, care va trebui să aibă o amplificare negativă al cărei modul să fie egal cu

$$|\underline{A}_V| = \frac{1}{|\underline{F}_V(j\omega_0)|} = \frac{2k^2 + k + 1}{k(1 - 2k)} = \psi(k). \quad (16.58)$$

Amplificarea are un minim pentru

$$k = k_{opt} = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} = 0,207 \approx 0,2 \quad (16.59)$$

și anume

$$|\underline{A}_V|_{min} = \psi(k_{opt}) = 5 \div 4 \sqrt{2} = 10,66. \quad (16.60)$$

● Figura 16.25 arată un oscilator cu amplificator operațional și reacție pozitivă prin rețeaua dublu T ($k < 0,5$). Bucla de reacție negativă

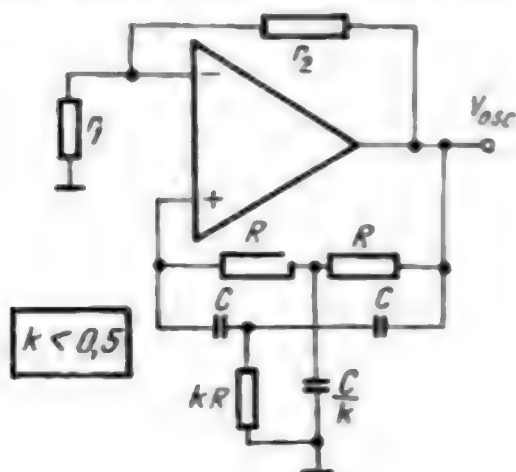


Fig. 16.25

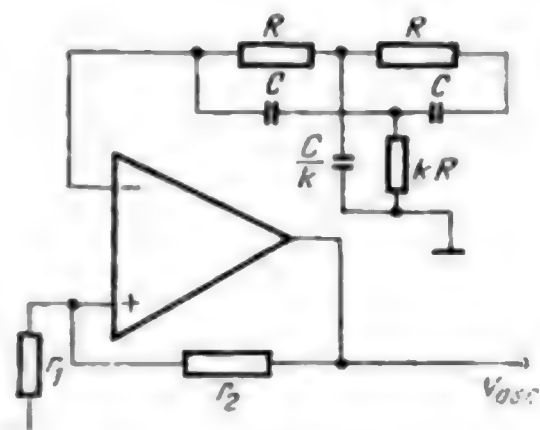


Fig. 16.26

poate fi folosită pentru limitarea amplitudinii de oscilație (r_1 poate fi un termistor).

○ **Notă.** Se poate folosi și o rețea dublu T pentru $k > 0,5$ (tip oprește-bandă) în bucla de reacție negativă, ca în figura 16.26. Dacă limitarea amplitudinii de oscilație se face cu termistor, atunci acesta trebuie plasat în locul lui r_1 .

Rețeaua de tip dublu T (modificată) poate fi folosită și cu un amplificator de curent (Anexa 16.2).

Există și alte tipuri de rețele RC (T podit, celule RC trece-sus sau trece-jos în cascadă).

16.5. OSCILATOARE LC

16.5.1. Limitarea amplitudinii de oscilație în oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare

În oscilatoarele LC limitarea amplitudinii de oscilație are loc de regulă *pe seama neliniarității caracteristicilor tranzistorului*. În cele ce urmează se studiază un regim de lucru în care semnalul aplicat între bază și emitor (cules de bucla de reacție pozitivă de pe un circuit rezonant) este sinusoidal, iar curentul de colector este puternic distorsionat. Se calculează panta tranzistorului definită în raport cu fundamentală curentului de colector. Se constată că această pantă de semnal mare, care exprimă în fond proprietățile de amplificare ale tranzistorului, scade pe măsură ce amplitudinea semnalului crește. Acest mecanism explică limitarea amplitudinii în oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare.

● **Calculul** se bazează pe caracteristica de transfer exponențială a tranzistorului. Pentru un tranzistor *npn* polarizat în regiunea activă normală

$$i_c \cong I_{ES} \exp \frac{qV_{BE}}{kT}. \quad (16.61)$$

Așa cum s-a presupus mai sus,

$$v_{BE}(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t. \quad (16.62)$$

Dezvoltind relația (16.61) cu substituția (16.62), obținem

$$i_c(t) = I_{ES} \exp \frac{qV_0}{kT} \exp (x \cos \omega t), \quad (16.63)$$

unde

$$x = \frac{qV_1}{kT} \quad (16.64)$$

este amplitudinea semnalului normalată la kT/q ; se ajunge în final la o expresie de forma (Anexa 16.3):

$$i_c(t) = I_{c0} + \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_n(x)}{I_0(x)} \cos n\omega t \right), \quad (16.65)$$

unde $I_n(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin n și argument x . Se arată că pentru $x \rightarrow 0$ ($V_1 \rightarrow 0$) găsim (Anexa 16.3)

$$i_c(t) = I_{c0}(1 + x \cos \omega t) = I_{c0} + g_m V_1 \cos \omega t,$$

deci exact rezultatul așteptat pentru cazul limită al semnalelor mici ($V_1 \ll kT/q$, $x \ll 1$).

○ Atragem atenția asupra faptului că ne găsim în cadrul unui model simplificat al tranzistorului: acesta este descris de un circuit echivalent în care lipsește conductanța de ieșire (de exemplu, trebuie să se pună în mod automat $h_{oe} = 0$).

La semnale mari

$$i_c(t) = I_{c0} + i_c(t), \quad (16.66)$$

unde atât I_{c0} cât și componenta alternativă $i_c(t)$ sînt funcții neliniare de V_0 și V_1 . Se va presupune însă că circuitul impune I_{c0} și V_1 (iar nu V_0 și V_1). În aceste condiții, panta echivalentă de semnal mare pentru fundamentală curentului (amplitudine I_{c1}) este

$$\begin{aligned} G_m &= \frac{I_{c1}}{V_1} = \frac{1}{V_1} I_{c0} \frac{2I_1(x)}{I_0(x)} = \frac{qI_{c0}}{kT} \cdot \frac{2I_1(x)}{xI_0(x)} = \\ &= g_m \frac{2I_1(x)}{xI_0(x)} = G_m(x) \end{aligned} \quad (16.67)$$

și se poate defini o pantă normată

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2I_1(x)}{xI_0(x)} = \varphi(x), \quad (16.68)$$

care depinde exclusiv de amplitudinea tensiunii de excitație, normată la rîndul ei la kT/q . Dependența este reprezentată în figura 16.27. Se constată scăderea pantei cu creșterea amplitudinii semnalului, scădere care permite explicarea limitării amplitudinii de oscilație prin scăderea amplificării la nivel mai mare de semnal.

La semnal foarte mare ($x \rightarrow \infty$) se obține următorul rezultat matematic (Anexa 16.3):

$$i_c(t) \cong I_{c0} + 2I_{c0} \cos \omega t + \text{armonici}, \quad (16.69)$$

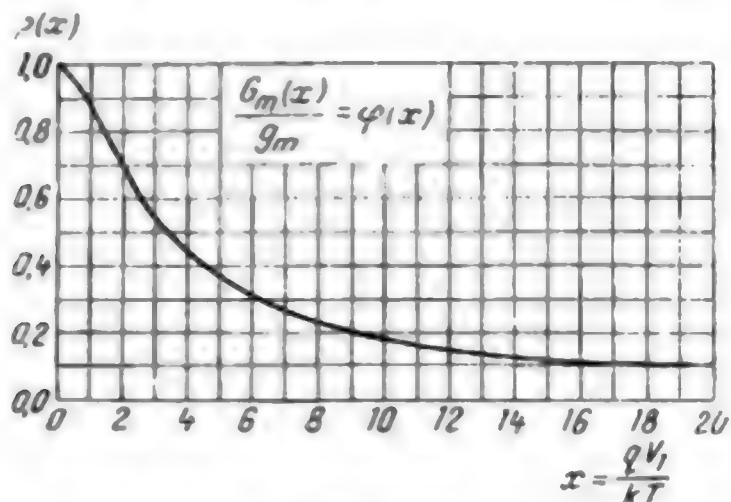


Fig. 16.27

ceea ce arată că amplitudinea fundamentală se limitează la valoarea $2I_{C0}$ (cu condiția ca tranzistorul să nu se satureze).

○ **Notă.** Modelul de mai sus trebuie aplicat cu atenție. În primul rând trebuie să verificăm că circuitul asigură un curent mediu constant de polarizare a tranzistorului. În al doilea rând este necesară verificarea funcționării tranzistorului în afara saturației (condiție impusă tensiunii de colector).

● O imagine intuitivă a fenomenelor se obține cu ajutorul figurii 16.28. I_{C0} este curentul de colector mediu impus de circuit. Acesta rămâne neschimbat atunci când punctul mediu de funcționare se deplasează din M_0 (pe caracteristica statică, corespunzător funcționării la semnale mici) în M (pentru regimul de semnal mare ilustrat de formele de undă). Tensiunea medie bază-emitor, V_0 , scade cu creșterea amplitudinii semnalului (Anexa 16.3), tinzând să împingă tranzistorul spre tăiere. La amplitudini mai mari ale semnalului, i_c scade într-adevăr foarte mult pentru anumite intervale de timp și se poate admite că tranzistorul este temporar blocat.

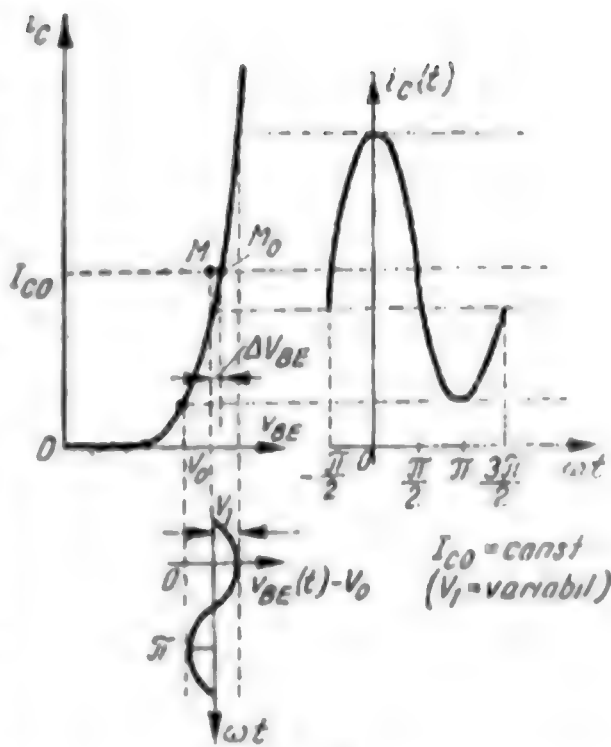


Fig. 16.28

16.5.2. Oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare și cuplaj prin transformator

● **Principiul de funcționare.** Figura 16.29 reprezintă două scheme de oscilatoare cu circuit rezonant derivație în colector și reacție pozitivă prin cuplaj magnetic (transformator) spre bază. În ambele scheme se

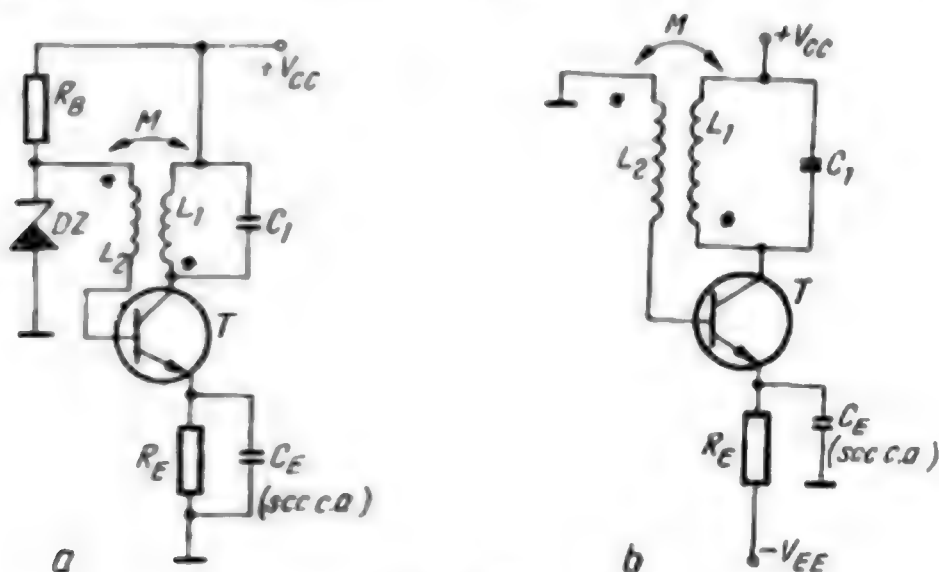


Fig. 16.29

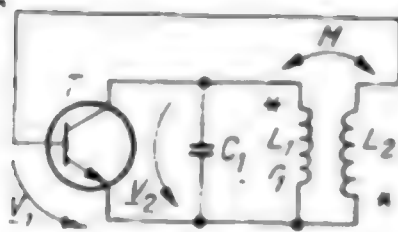


Fig. 16.30

impune un curent mediu de colector practic constant (variația componentei continue a lui v_{BE} cu nivelul semnalului are un efect neglijabil, iar C_E se comportă ca un scurtcircuit). Dacă circuitul rezonant are o selectivitate suficient de ridicată, atunci tensiunea la bornele sale este practic sinusoidală.

Pentru ambele circuite se poate face calculul pe schema echivalentă de curent alternativ din figura 16.30, unde r_1 este rezistența de pierderi a bobinei. Se poate face un studiu exact pe baza ecuațiilor de circuit, înlocuind tranzistorul cu circuitul echivalent de semnal mic. Preferăm însă un *calcul aproximativ*, care are meritul de a îngloba cu ușurință efectele de semnal mare.

Admitem că *frecvența de oscilație* f_m coincide practic cu frecvența de rezonanță a circuitului din colector

$$f_m \cong \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}, \quad (16.70)$$

iar acesta oferă ca sarcină tranzistorului impedanța rezistivă (Anexa 16.4)

$$Z_0 \cong \frac{L_1}{C_1 r_1}. \quad (16.71)$$

Ca urmare, amplificarea în tensiune a tranzistorului este

$$\underline{A}_V = \frac{V_2}{V_1} = -G_m \frac{L_1}{C_1 r_1}, \quad (16.72)$$

unde G_m este panta de semnal mare (care a luat locul lui g_m). Rezultatele de mai sus se bazează pe presupunerea unui cuplaj foarte slab între înfășurări. Tensiunea la intrarea tranzistorului se aproximează cu tensiunea electromotoare indusă în secundar*:

$$\underline{V}_1 \cong -j\omega M \underline{I}_L \quad (16.73)$$

unde

$$\underline{I}_L = \frac{\underline{V}_2}{r_1 + j\omega L_1} \cong \frac{\underline{V}_2}{j\omega L_1}. \quad (16.74)$$

Din relațiile de mai sus rezultă

$$\underline{\beta} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} \cong -\frac{M}{L_1}, \quad |\underline{\beta}| \ll 1. \quad (16.75)$$

Aplicînd relația Barkhausen $\underline{A}_V \underline{\beta} = 1$, obținem

$$G_m = \frac{r_1 C_1}{M}, \quad (16.76)$$

* Curentul alternativ de bază este de k_{fe} ori mai mic decît cel de colector, care este la rîndul lui de Q ori mai mic decît \underline{I}_L . Neglijarea din text presupune deci $L_0 \ll M k_{fe} Q$, condiție ușor de îndeplinit (Q este factorul de calitate, Anexa 16.4).

ceea ce se mai scrie sub forma (v. paragraful 16.5.1)

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{r_1 C_1}{M g_m} = \varphi(x), \quad x = \frac{q V_1}{k T}. \quad (16.77)$$

Condiția de amorsare este

$$g_m = \frac{q I_{co}}{k T} > \frac{r_1 C_1}{M} \quad (16.78)$$

și amorsarea poate fi forțată mărind cuplajul magnetic M sau crescînd curentul de polarizare al tranzistorului, I_{co} . Pentru ca amorsarea să fie posibilă, este necesar ca rezistența de pierderi r_1 să nu fie prea mare.

Un efect mult mai puternic decît r_1 îl poate avea rezistența de sarcină R_L cuplată în colector. De aceea admitem în continuare că toate „pierderile” asociate circuitului rezonant din colector sînt concentrate într-o rezistență paralel egală cu R . La rezonanță, amplificarea în tensiune se va scrie acum

$$\underline{A_V} = \frac{V_2}{V_1} = \dots G_m R. \quad (16.79)$$

Utilizînd și relația (16.75), obținem condiția de oscilație

$$G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{L_1}{M}, \quad (16.80)$$

care se mai scrie:

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{1}{g_m R} \cdot \frac{L_1}{M} = \varphi(x), \quad x = \frac{q V_1}{k T}. \quad (16.81)$$

Din condiția de amorsare se deduce un curent de start

$$I_{co, \text{start}} = \frac{k T}{q} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{L_1}{M} \quad (16.82)$$

invers proporțional cu rezistența R . Pentru un curent de lucru impus de circuit, rezultă panta de semnal mic g_m și valoarea particulară a funcției $\varphi(x)$. Se poate determina pe această cale (fig. 16.31) amplitudinea de oscilație în bază, V_{1osc} . Relația (16.75) ne furnizează amplitudinea semnalului în colector.

● Figura 16.32 arată o schemă de curent alternativ pentru un oscilator cu enplaj prin transformator care folosește tranzistorul în conexiune BC.

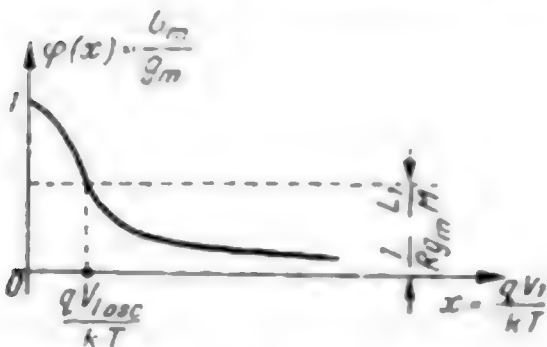


Fig. 16.31

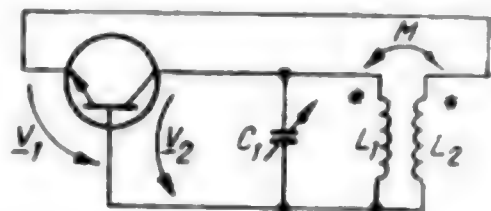


Fig. 16.32

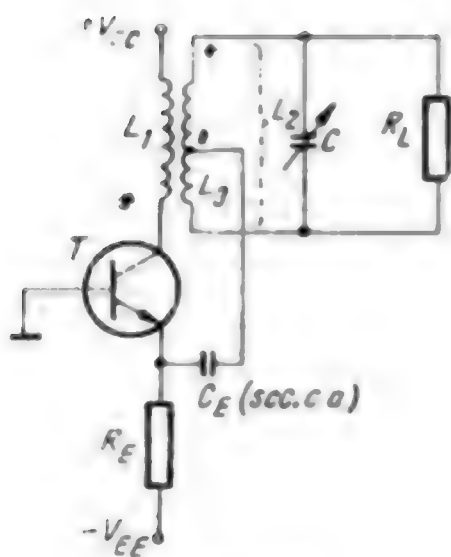


Fig. 16.33

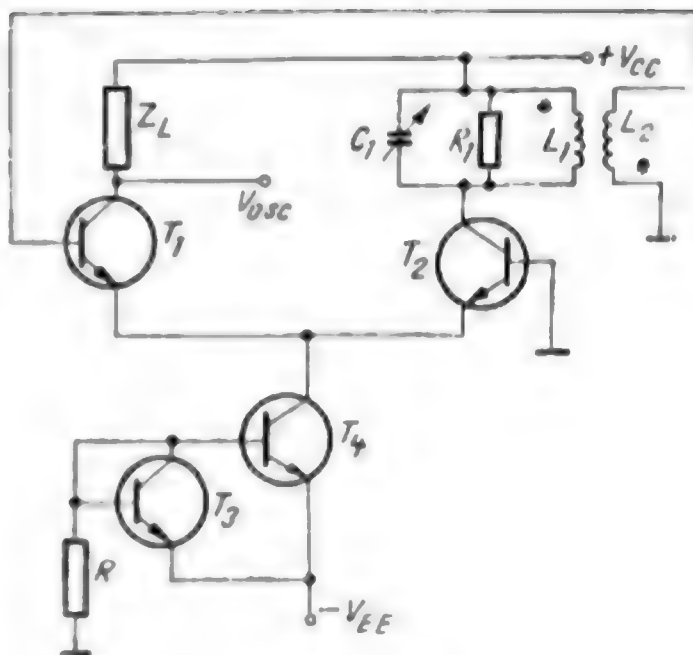


Fig. 16.34

Circuitul rezonant se află în primarul transformatorului. O schemă practică de oscilator cu frecvență variabilă (prin C) a fost reprezentată în figura 16.33. Circuitul rezonant este aici în secundarul transformatorului. Conectarea emitorului se face printr-o priză pe bobină. Pe această cale (Anexa 16.4) se izolează mai bine capacitatea tranzistorului (afectată de variațiile tensiunii de alimentare și ale temperaturii) de circuitul rezonant și se mărește stabilitatea frecvenței de oscilație*.

● O altă schemă interesantă este **oscilatorul cu montaj diferențial** (tranzistoare cuplate în emitor) din figura 16.34. Tranzistoarele T_1 și T_2 asigură polarizarea printr-o sursă de curent. Sarcina se conectează în colectorul lui T_1 și nu afectează bucla de reacție pozitivă. Se poate calcula ușor că amplitudinea curentului alternativ de colector este $g_m V_1/2$, unde V_1 este amplitudinea semnalului din baza primului tranzistor. Această tensiune se împarte între joncțiunile de intrare ale lui T_1 și T_2 , astfel încât cele două tranzistoare sunt comandate de tensiuni egale și în antifază, ceea ce face ca

$$i_{c1}(t) = i_{c2}(t - T/2) \quad (16.83)$$

(unde T este perioada de oscilație). Pe de altă parte, suma celor doi curenți alternativi este nulă

$$i_{c1}(t) + i_{c2}(t) = 0 \quad (16.84)$$

datorită alimentării la curent constant a emitorului comun. De aici rezultă

$$i_{c1}(t) + i_{c2}(t - T/2) = 0, \quad (16.85)$$

deci *curentul de colector nu conține armonici pare*. Această proprietate este favorabilă deoarece ușurează filtrajul pe care îl realizează circuitul rezonant (distorsiunile sunt mai reduse).

* Această precauție este importantă la frecvențe înalte, acolo unde C are valori mici. Schema este folosită pentru oscilatoarele locale din receptoarele superheterodină.

16.5.3. Oscilatoare „în trei puncte” cu tranzistoare bipolare

● **Principiul de funcționare.** Cuplajul prin transformator poate fi evitat de exemplu prin utilizarea unei prize pe bobină. Schema din figura 16.32 se modifică așa cum se arată în figura 16.35. O schemă mai generală este cea din figura 16.36, *a*, care poate fi imaginată ca în figura 16.36, *b* și redesenată (cu o rețea de reacție („în π ”) ca în figura 16.36, *c*. Această schemă se numește „în trei puncte”. Cele trei puncte (fig. 16.36, *b*) sînt chiar bornele tranzistorului.

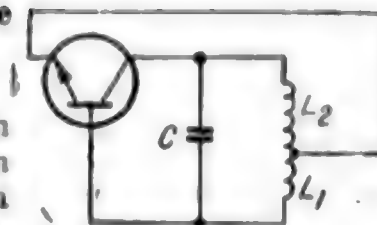


Fig. 16.35

Înlocuind tranzistorul cu circuitul său echivalent obținem schema din figura 16.37. Dacă admitem $h_{re} = 0$ și $h_{oe} = 0$ și aplicăm condiția Barkhausen, rezultă condiția de oscilație.

$$h_u(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) + h_f \underline{Z}_1 \underline{Z}_2 + \underline{Z}_1(\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0. \quad (16.86)$$

Admitem pentru început că impedanțele \underline{Z}_1 , \underline{Z}_2 și \underline{Z}_3 sînt *reactanțe pure*. Înlocuim $\underline{Z}_k = jX_k$ ($k = 1, 2, 3$) în relația (16.86) și găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0; \quad (16.87)$$

$$h_f = \frac{X_1}{X_2} \Big|_{\omega = \omega_{osc}}. \quad (16.88)$$

Relația (16.87) permite determinarea *frecvenței de oscilație*, ω_{osc} . Din (16.88) rezultă valoarea minimă a lui h_f necesară pentru *amorsarea oscilațiilor*.

○ **Observație.** Evident, X_1 și X_2 sînt de același semn în timp ce X_3 este de semn opus primelor două. Rezultă existența a două tipuri

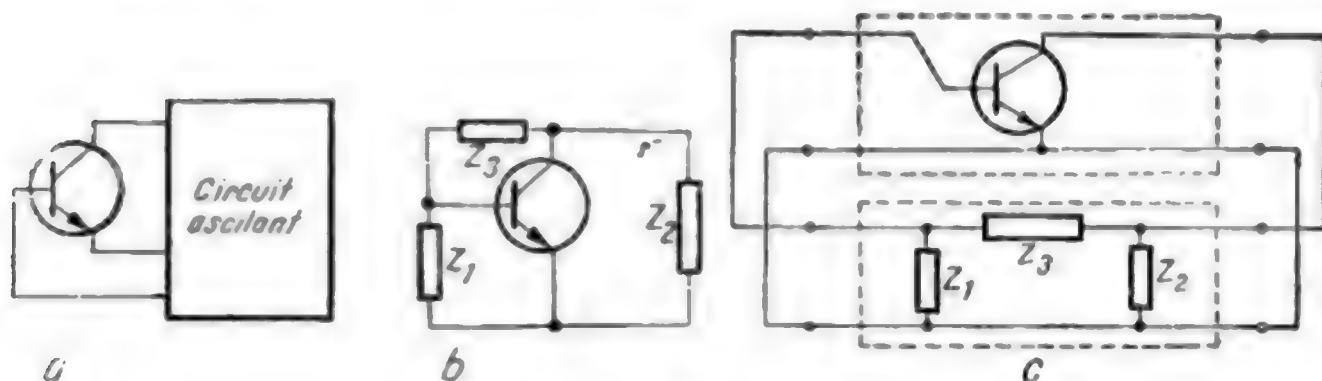


Fig. 16.36

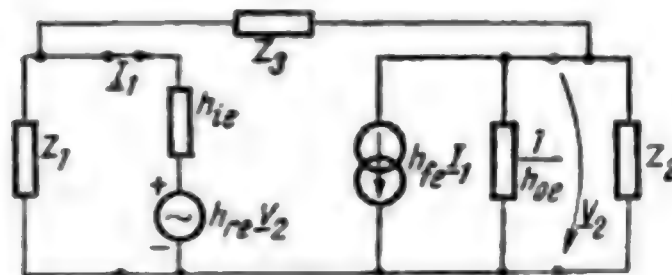


Fig. 16.37

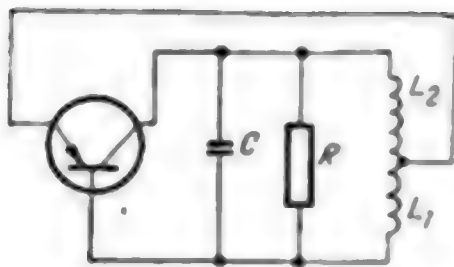


Fig. 16.38

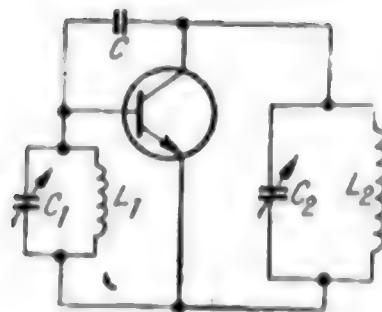


Fig. 16.39

principale de oscilatoare „în trei puncte”. În primul caz $X_3 < 0$ și $X_1, X_2 > 0$ (schemă Hartley). Oscilatorul din figura 16.35 se încadrează în această categorie. În al doilea caz: $X_3 > 0$, X_1 și X_2 sunt negative (schemă Colpitts).

Condiția (16.87) se dovedește a fi adecvată pentru calculul frecvenței, în timp ce condiția de amorsare (16.88) nu este satisfăcătoare. Principala problemă este aceea că nu a fost luat în considerare efectul sarcinii, conectate de regulă între colector și emitor. Putem corecta acest lucru punând

$$\frac{1}{Z_3} = \frac{1}{jX_3} + \frac{1}{R}. \quad (16.89)$$

Pentru ca formulele să rămână simple, vom face presupunerea că $h_{ie} \gg |Z_1|$ și efectul său poate fi neglijat. Se obține fie din (16.86), fie prin calcul direct, o nouă formă a condiției de oscilație:

$$G_m Z_1 Z_2 + (Z_1 + Z_2 + Z_3)^2 = 0 \quad (16.90)$$

(G_m este panta de semnal mare). Cu $Z_1 = jX_1$, $Z_2 = jX_2$ reobținem condiția (16.87) care determină frecvența de oscilație. Condiția (16.88) se înlocuiește cu

$$G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{X_2}{X_1} \quad (16.91)$$

și se poate obține pe această cale atât curentul de polarizare necesar amorsării oscilațiilor, cât și amplitudinea de oscilație în regim permanent.

Concluziile de mai sus privind existența a două tipuri de oscilatoare în trei puncte: Colpitts și Hartley rămân valabile.

● Pentru oscilatorul Hartley cu schema de curent alternativ din figura 16.41 se obține* frecvența de oscilație

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_1 + L_2)C}} \quad (16.92)$$

și condiția de umorsare

$$g_m = \frac{qI_{c0}}{kT} > \frac{1}{R} \cdot \frac{L_2}{L_1}. \quad (16.93)$$

Curentul de amorsare depinde de poziția prizei pe bobină, de rezistența de sarcină și ... de temperatură.

* Se neglijează cuplajul mutual între cele două secțiuni ale bobinei.

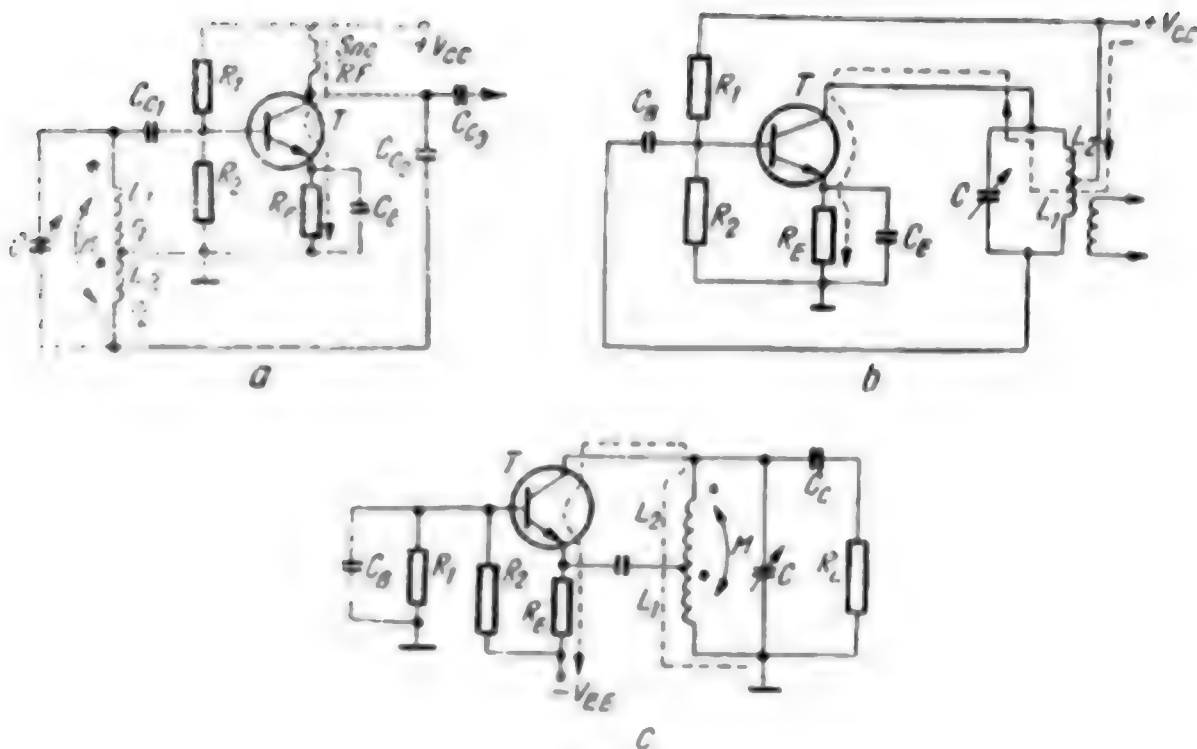


Fig. 16.40

Schema din figura 16.39 reprezintă un oscilator Hartley în care reac-
tanțele inductive sînt asigurate de două circuite rezonante derivație care
lucrează dezacordate inductiv (la o frecvență puțin mai mică decît frec-
vența lor de rezonanță). Frecvența de oscilație se ajustează automat pen-
tru a asigura îndeplinirea condiției de fază.

Alimentarea tranzistorului se poate face în variantele serie (fig. 16.40,
b și c) (curentul principal trece prin circuitul acordat) sau *paralel* (fig.
16.40,a) (caz în care se folosește un șoc de radiofrecvență pentru a evita
scurtcircuitarea la masă prin sursa de alimentare). Toate condensatoarele
sînt scurtcircuitate, cu excepția lui C. Se asigură un curent de polari-
zare constant, urmînd ca amplitudinea să se limiteze prin intrarea în
tăiere, așa cum s-a arătat mai sus.

Schemele Hartley sînt folosite pentru oscilatoarele de frecvență va-
riabilă pînă la frecvențe de ordinul a 100 MHz. Reglarea frecvenței se
face prin condensatorul C.

Modificarea poziției prizei pe bobină nu se folosește deoarece schimbă amplitudinea osci-
lației (prin relația 16.91).

● La frecvențe mai înalte se manifestă efectul de scurtcircuitare a
bobinelor de către capacitățile parazite din schemă (inclusiv ale tranzis-
torului). În aceste condiții se preferă **variante Colpitts a oscilatorului**
în trei puncte. Folosind o bobină și două condensatoare ($X_3 > 0$, X_1 ,
 $X_2 < 0$) obținem schema de bază din figura 16.44.

În schema Colpitts, *frecvența de oscilație* este

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}} \quad (16.94)$$

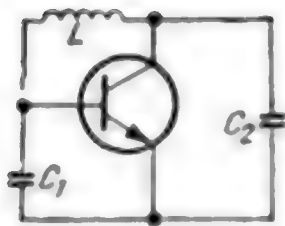


Fig. 16.41

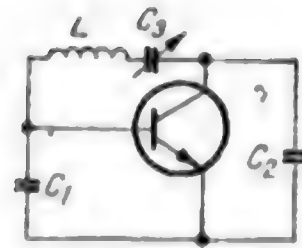


Fig. 16.42

Ea poate fi modificată fie prin folosirea unei bobine cu inductanță variabilă, fie prin reglarea simultană a celor două condensatoare, C_1 și C_2 , astfel încît raportul capacităților să rămînă constant și amplitudinea de oscilație să nu se modifice (a se vedea discuția similară pentru schema Hartley). Se folosește un dublu condensator variabil.

Schema Clapp. La frecvențe foarte înalte (sute de MHz) este necesar să se folosească capacități foarte mici, a căror valoare devine comparabilă cu cea a capacităților parazite din montaj. Deosebit de supărătoare sînt capacitățile tranzistorului: ele apar în paralel pe capacitățile C_1 și C_2 și introduc o dependență importantă a frecvenței de oscilație de tensiunea de alimentare și de temperatură. Acest dezavantaj este evitat în schema Clapp, în care L s-a înlocuit cu un circuit rezonant serie (fig. 16.42). Aplicînd din nou condiția de oscilație pentru cazul

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \underline{Z}_2 = \frac{1}{j\omega C_2}, \quad \underline{Z}_3 = j\omega L + \frac{1}{j\omega C_3}, \quad (16.95)$$

găsim valoarea frecvenței de oscilație:

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \quad (16.96)$$

Alegînd aici $C_1, C_2 \gg C_3$ obținem

$$C \lesssim C_3, \quad f_{osc} \gtrsim \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_3}}. \quad (16.97)$$

deci circuitul rezonant serie lucrează, într-adevăr, dezacordat inductiv.

Frecvența de oscilație depinde practic numai de C_3 și poate fi reglată comod. Efectul capacităților parazite ale tranzistorului este de două ori măscat. În primul rînd ele apar în paralel cu C_1 și C_2 , care pot fi alese acum mari (nF, zeci de nF) chiar la frecvențe de oscilație ridicate. În al doilea rînd, C_1 și C_2 sînt la rîndul lor puțin importante în determinarea frecvențelor de oscilație.

Figura 16.43 reprezintă scheme de tip Colpitts (a, b) și Clapp (c) cu alimentare serie (b) sau paralel (a, c), avînd sarcina cuplată inductiv (a) sau capacitiv (b, c). Condensatoarele C_E, C_B, C_C sînt scurtcircuitate la frecvența de lucru, schema din figura 16.43, c folosește un șoc de radiofrecvență.

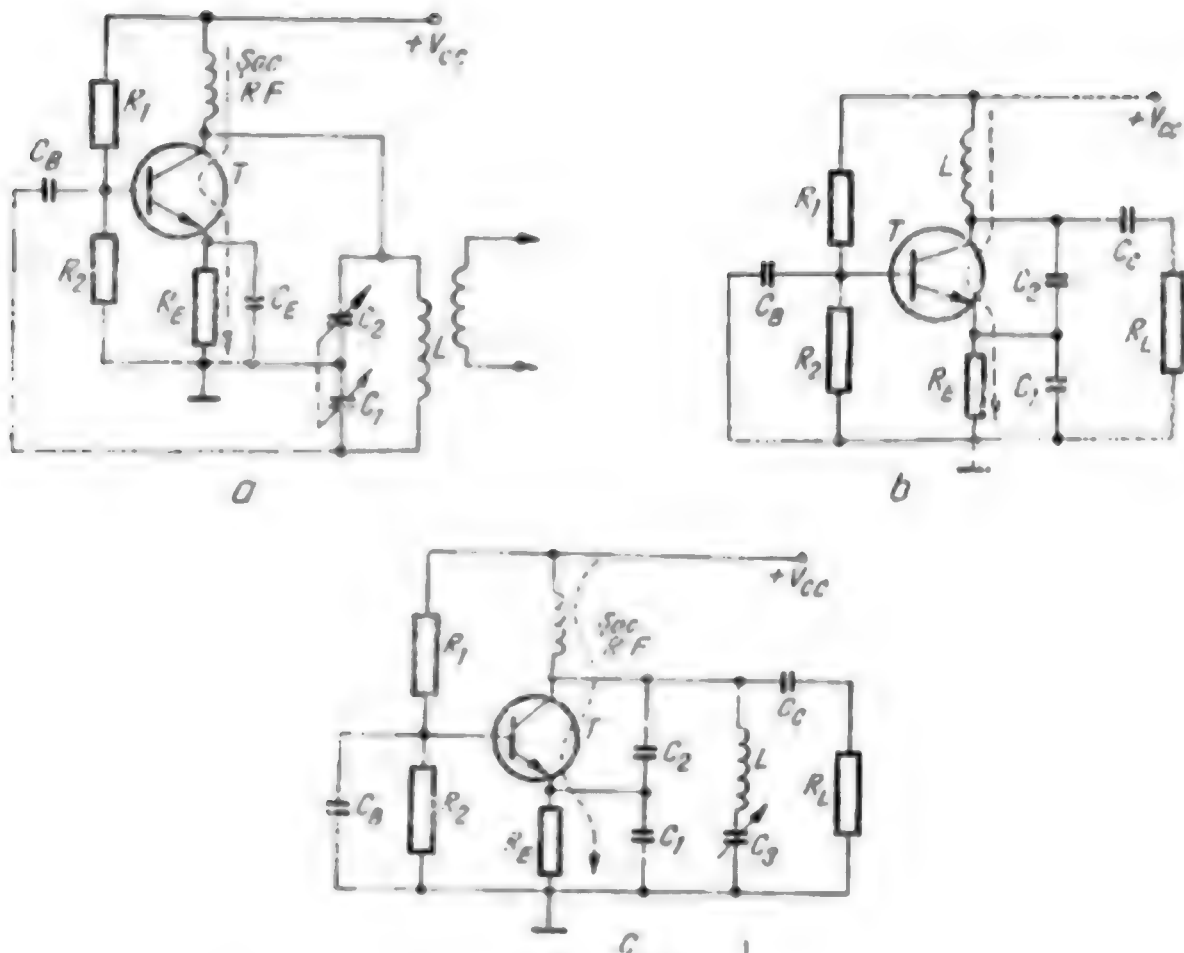


Fig. 16.43

16.5.4. Polarizarea dinamică în oscilatoarele cu tranzistoare cu efect de cîmp

Schema din figura 16.44 folosește pentru amplificarea unui tranzistor cu efect de cîmp.

● Amplasarea circuitului rezonant la intrare aduce anumite avantaje:

- datorită impedanței de intrare mari a FET-ului, acesta nu amortizează apreciazabil oscilațiile din circuitul acordat, permițînd un factor de calitate ridicat;
- dacă $M \ll L_1$, impedanța de ieșire a tranzistorului se reflectă într-o mică măsură în circuitul acordat, cu același efect ca mai sus;
- tranzistorul poate lucra cu o amplificare în tensiune relativ mică, ceea ce reduce efectul capacității drenă-poartă (efect Miller).

● În oscilatoarele cu FETJ se folosește larg tehnica de polarizare dinamică pentru polarizarea porții. În regim static (fără oscilații în circuit) poarta este la potențial zero față de sursă și amplificarea de semnal mic este maximă (ceea ce permite amorsarea ușoară a oscila-

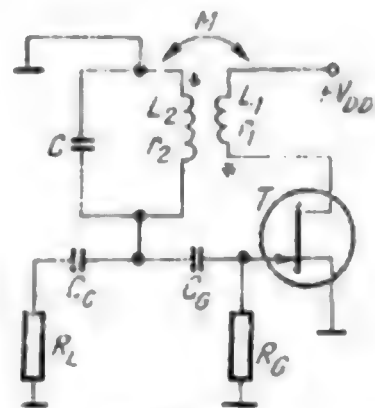


Fig. 16.44

șilor). Odată cu apariția și creșterea semnalului din circuit, poarta este polarizată în sensul blocării de o tensiune obținută prin redresarea (detectia) acestui semnal.

În figura 16.44, circuitul de polarizare dinamică este format din C_G , R_G și joncțiunea $p-n$ pe care o oferă tranzistorul între poartă și sursă. Se presupune că acest circuit (redesenat în figura 16.45, a) este excitat de o tensiune sinusoidală (oscilația la bornele circuitului rezonant din figura 16.44. În alternanța pozitivă condensatorul C_G se încarcă cu polaritatea indicată prin dioda de intrare, deschisă. Atunci cînd această diodă se blochează, tensiunea la bornele condensatorului se menține practic constantă, cu condiția ca

$$fC_G R_G \gg 1, \quad (16.98)$$

unde $f = \omega/2\pi$ este frecvența oscilației. În aceste condiții devine clar că dioda se va deschide de fapt numai un interval de timp foarte scurt, numai pe „vîrfurile” semnalului aplicat. Tensiunea la bornele condensatorului va fi cvasicontinuuă și de mărime aproape egală cu amplitudinea V_1 (fig. 16.45, a); pentru simplitate, se neglijează tensiunea de deschidere a diodei. Poarta tranzistorului va fi negativată de tensiunea $-V_0$ ($V_0 \cong V_1$) care apare la bornele condensatorului.

Menționăm fără demonstrație următoarea proprietate a circuitului din figura 16.45: impedanța care o oferă pe fundamentală curentului absorbit este egală cu $R_G/3$ (presupunînd că este satisfăcută inegalitatea (16.98) — figura 16.45, b).

● Limitarea amplitudinii de oscilație este strîns legată de polarizarea dinamică. Într-adevăr, așa cum se arată în figura 16.46, semnalul $v_{GS}(t)$ este limitat superior la $v_{GS} = 0$ de deschiderea joncțiunii poartă-sursă. Deoarece

$$i_D(t) = I_M \left[1 - \frac{v_{GS}(t)}{V_T} \right]^2, \quad V_T < 0 \quad (16.99)$$

și componenta alternativă a lui $v_{GS}(t)$ are amplitudinea V_1 limitată la V_0 , putem scrie

$$v_{GS}(t) = -V_0 + V_1 \cos \omega t \cong V_1 (\cos \omega t - 1) \quad (16.100)$$

și ca urmare

$$\frac{i_D(t)}{I_M} = \left[1 + \frac{V_1}{(-V_T)} (\cos \omega t - 1) \right]^2. \quad (16.101)$$

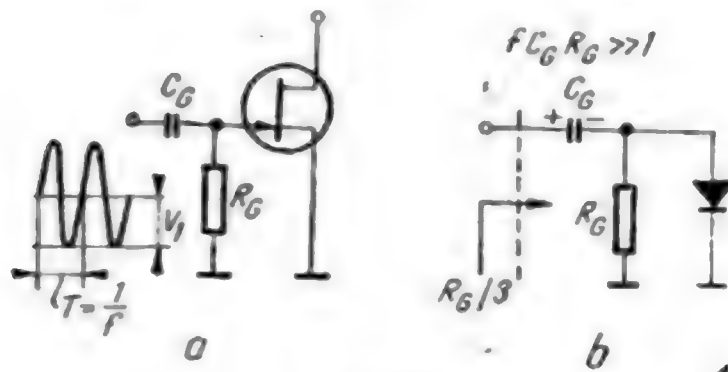


Fig. 16.45

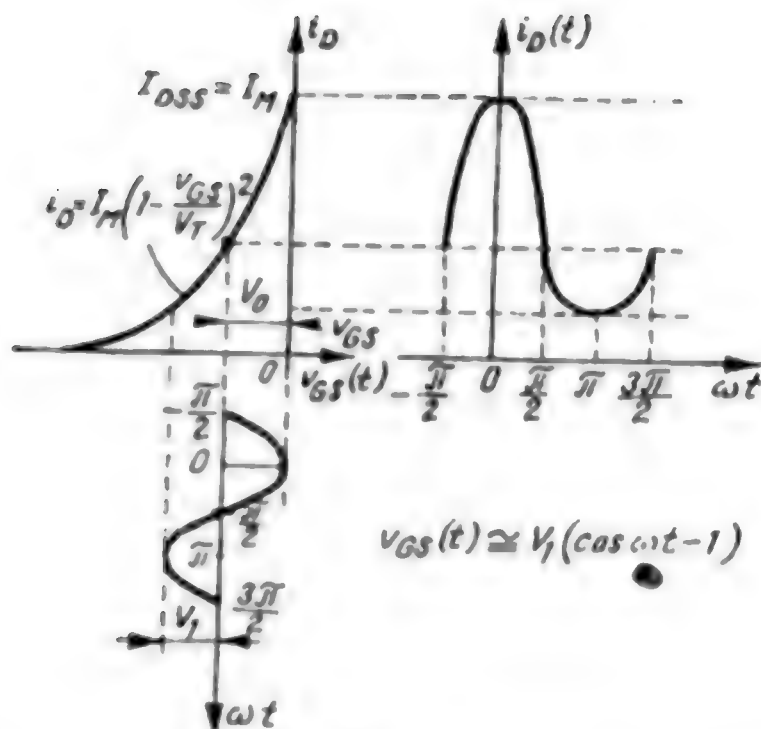


Fig. 16.46

○ **Observație.** Deși curentul $i_D(t)$ este nesinusoidal, totuși tensiunea la bornele circuitului derivativ va fi aproape sinusoidală deoarece oscilația de frecvență ω are loc practic pe frecvența de rezonanță a acestui circuit.

Curentul $i_D(t)$ obținut din dezvoltarea (16.101) are o componentă continuă, I_0 , o fundamentală de amplitudine I_1 și armonica a doua, de amplitudine I_2 . Această dezvoltare este valabilă numai atît timp cît $v_{GS}(t) > -V_T$ pentru orice t (funcționare în clasa A). Pe intervalele în care $v_{GS}(t) \leq -V_T$ vom considera, bincîntele, $i_D(t) = 0$. Curentul va avea o formă de undă limitată de intrarea în tăiere; ca urmare, vor apărea și alte armonici.

Figura 16.47 reprezintă variația componentei continue, a fundamentalei și a armonicii a doua (toate normate la I_M) în funcție de amplitudinea tensiunii alternative aplicate la intrarea tranzistorului, V_1 (normată la $-V_T$). În limita aproximațiilor făcute, aceste curbe sînt universale (nu depind de nici un parametru). Este caracteristic faptul că fundamentală curentului crește cu amplitudinea semnalului numai pentru funcționare în clasa A. Odată cu intrarea în tăiere, amplitudinea fundamentalei scade. Mai observăm că sub acțiunea polarizării dinamice punctul mediu de funcționare se deplasează continuu spre curenți mai mici.

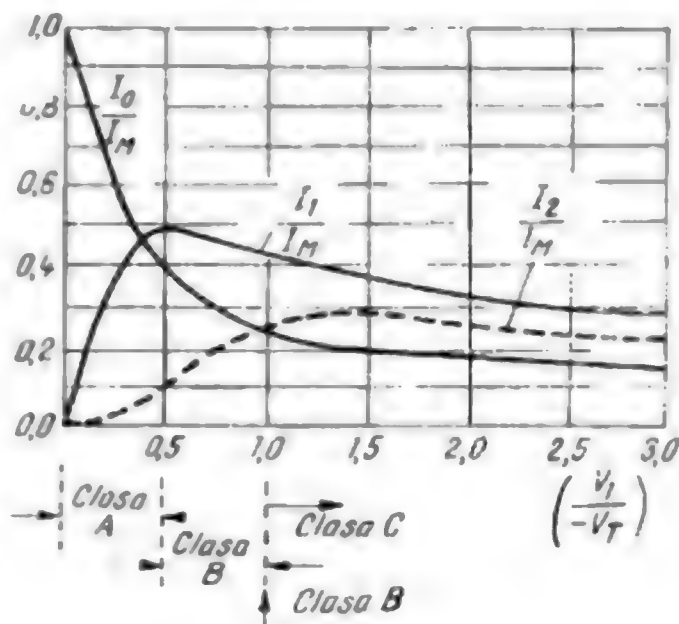


Fig. 16.47

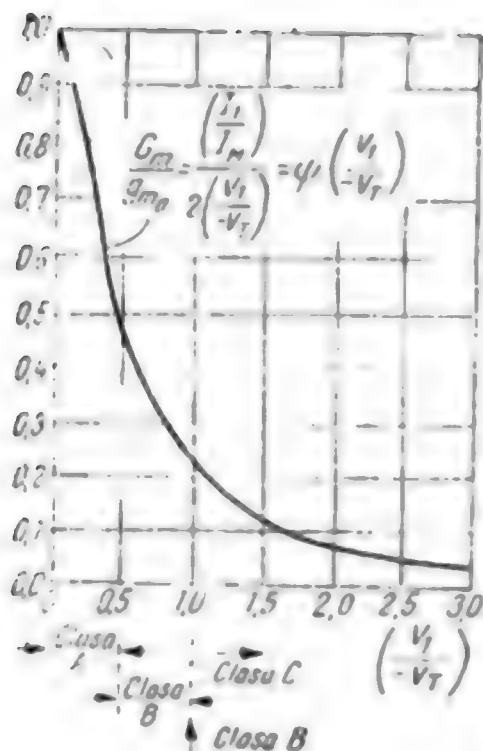


Fig. 16.48

Panta de semnal mic

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} = \frac{2I_M}{(-V_T)} \left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T} \right) \quad (16.102)$$

are valoarea maximă, g_{m0} , pentru $v_{GS} = 0$:

$$g_{m0} = g_m \Big|_{v_{GS}=0} = \frac{2I_M}{(-V_T)} \quad (16.103)$$

Definim o panta de semnal mare corespunzătoare fundamentalei curentului i_D :

$$G_m = \frac{I_1}{V_1} = \frac{2(I_1/I_M) \cdot I_M}{2(-V_T)(V_1/-V_T)} = \frac{g_{m0}(I_1/I_M)}{2(V_1/-V_T)} \quad (16.104)$$

și o normăm la valoarea maximă a pantei de semnal mic:

$$\frac{G_m}{g_{m0}} = \frac{I_1/I_M}{2(V_1/-V_T)} = \Psi\left(\frac{V_1}{-V_T}\right) \quad (16.105)$$

obținind o funcție bine determinată (fig. 16.48) de amplitudinea semnalului aplicat, normată la tensiunea prag a tranzistorului.

Reamintim că tot acest calcul este compatibil cu neglijarea rezistenței de drenă a tranzistorului, deci cu un circuit echivalent de curent alternativ ultrasimplificat, reprezentat în figura 16.49. Schema echivalentă a oscilatorului înglobează rezistența de sarcină R_L și odată cu ea și eventualele pierderi ale bobinei L_1 . Rezistența de pierderi r_1 a bobinei L_1 se neglijează. Introducem notația

$$G'_L = G_L + G'_G = \frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G} \quad (16.106)$$

Admitem de la început

$$\omega_{osc} \cong \omega_0 \cong \frac{1}{\sqrt{L_2 C}} \quad (16.107)$$

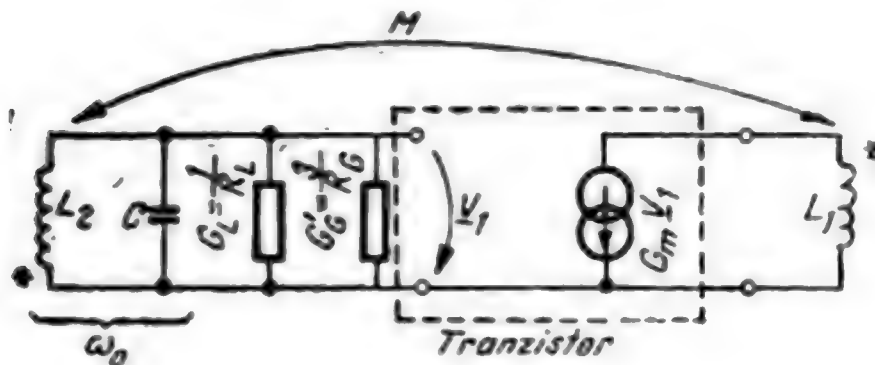


Fig. 16.49

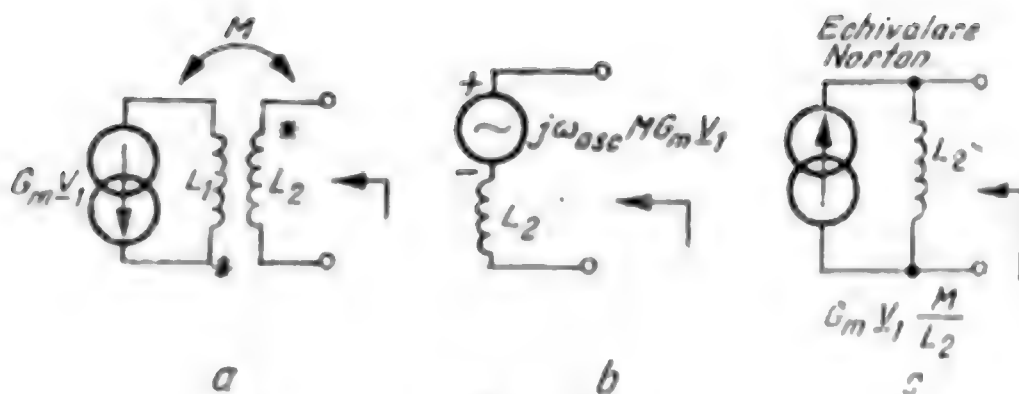


Fig. 16.50

Echivalind circuitul privit la stînga lui C avem, succesiv reprezentările din figura 16.50. În final, toată schema se reduce la cea din figura 16.51. Avem

$$G_m = \frac{L_2}{M} G_L' = \frac{L_2}{M} (G_L + G_G) = -\frac{L_2}{M} \left(\frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G} \right) \quad (16.108)$$

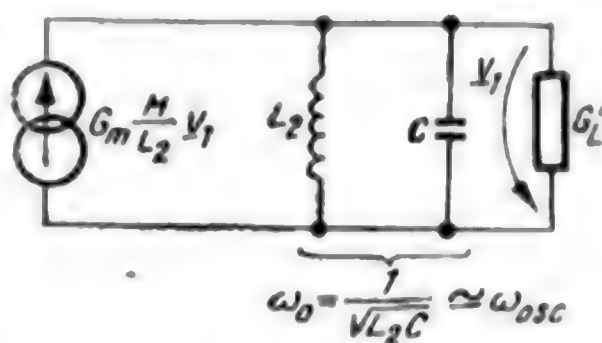


Fig. 16.51

și calculul amplitudinii de oscilație se poate face pe baza relației:

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{1}{g_m} \cdot \frac{L_2}{M} \left(\frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G} \right) = \Psi \left(\frac{V_1}{-V_T} \right). \quad (16.109)$$

16.5.5. Oscilatoare „în trei puncte” cu tranzistoare cu efect de câmp

● **Principiul de funcționare.** Schema generală este reprezentată în figura 16.52, a. Aplicind condiția Barkhausen $A_V \beta = 1$, unde (fig. 16.52, b)

$$A_V = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-g_m Z_L}{1 + g_m Z_L}, \quad Z_L = \frac{Z_2(Z_1 + Z_3)}{Z_1 + Z_2 + Z_3}; \quad (16.110)$$

$$\beta = \frac{V_1}{V_2} = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}, \quad (16.111)$$

rezultă:

$$G_m Z_1 Z_2 + g_m Z_2 (Z_1 + Z_3) + (Z_1 + Z_2 + Z_3) = 0 \quad (16.112)$$

Presupunind $Z_3 = jX_3$ găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0, \quad (16.113)$$

$$\frac{g_m}{g_m} = \frac{X_2}{X_1}. \quad (16.114)$$

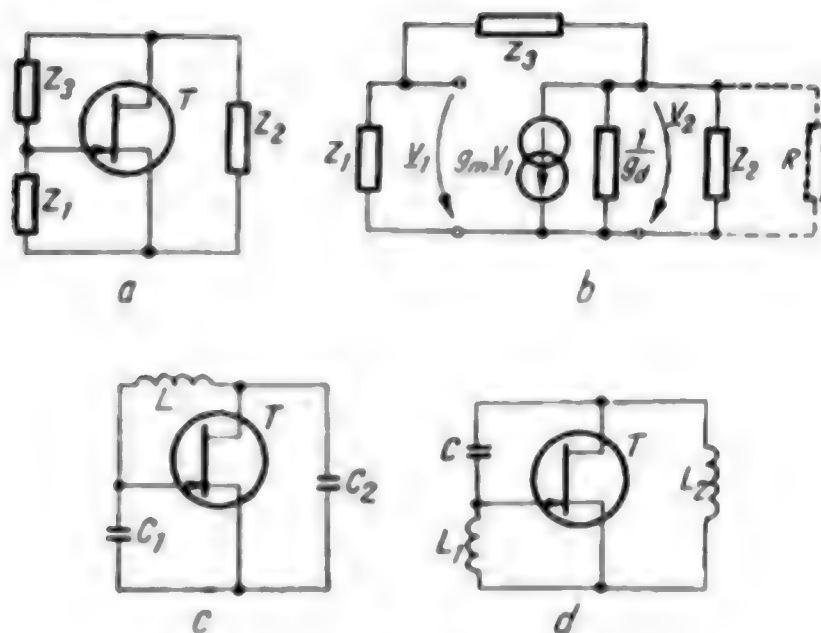


Fig. 16.52

De obicei, în paralel cu $Z_2 = jX_2$ circuitul introduce o rezistență R care poate fi mult mai mică decât rezistența de drenă $r_d = 1/g_d$ cu care apare în paralel. Condiția (16.114) va fi înlocuită cu

$$g_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{X_2}{X_1}. \quad (16.115)$$

Dacă se aplică polarizarea dinamică, atunci înlocuind g_m cu G_m obținem o relație „de semnal mare”

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{1}{g_m R} \cdot \frac{X_2}{X_1} = \Psi\left(\frac{V_1}{-V_T}\right), \quad [(16.116)]$$

care permite determinarea amplitudinii de oscilație.

Distingem și aici cazul *oscilatoarelor Colpitts* (fig. 16.52, c) descrise de ecuațiile

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}; \quad G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{C_1}{C_2} \quad (16.117)$$

și cazul *oscilatoarelor Hartley* (fig. 16.52, d), pentru care

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_1 + L_2)C_1}}; \quad G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{L_2}{L_1}. \quad (16.118)$$

● Figura 16.53 reprezintă **scheme de principiu de oscilatoare „în trei punete”** cu tranzistoare cu efect de câmp. Este vorba de oscilatoare Colpitts (fig. 16.53, a, b) și Hartley (fig. 16.53, c, d).

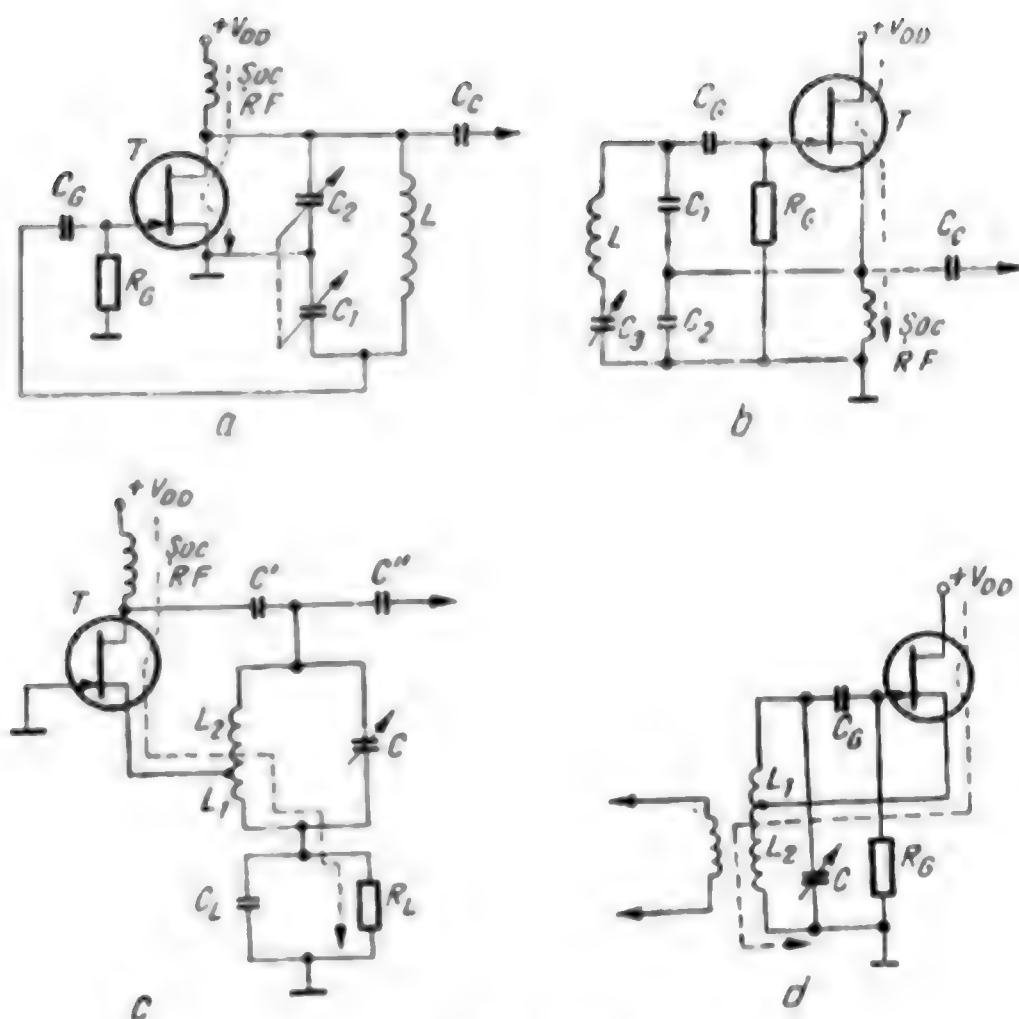


Fig. 16.53

16.6. STABILITATEA FRECVENȚEI DE OSCILAȚIE

16.6.1. Generalități

Stabilitatea frecvenței oscilatorului este necesară în majoritatea aplicațiilor (aparatură de măsurat, telecomunicații ș.a.).

Stabilitatea relativă a frecvenței este apreciată prin raportul între variația frecvenței datorită unor cauze oarecare și valoarea nominală a frecvenței de oscilație ($\Delta f/f_{osc}$) și are valori de ordinul $10^{-7} - 10^{-9}$.

Se poate vorbi de o stabilitate pe termen scurt (de ordinul orelor, după un regim inițial, de pornire a oscilatorului) și de o stabilitate pe termen lung. Ultima este afectată de variația foarte lentă în timp a unor parametri de material (îmbătrânire) și nu ne interesează aici.

Cauzele instabilității pe termen scurt sînt indicate în figura 16.54. Se pot indica remedii generale, cum ar fi:

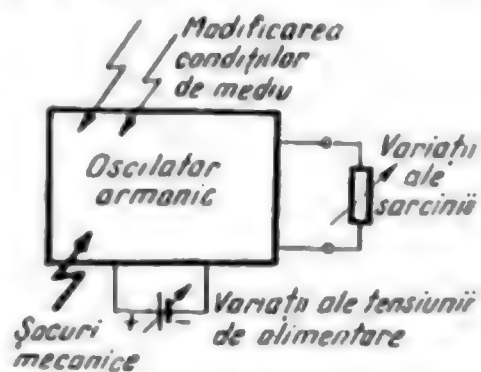


Fig. 16.54

— *termoatarea și etanșarea circuitului pentru reducerea efectului condițiilor de mediu;*

— *utilizarea unui etaj separator, de mare impedanță de intrare (de pildă, un repetor pe emitor), între oscilatorul propriu-zis și sarcină, pentru reducerea efectului variației sarcinii;*

— *stabilizarea surselor de alimentare;*

— *proiectarea și execuția îngrijită a circuitului, pentru a evita efectul șocurilor, cuplajelor parazite, etc.*

În context ne interesează principiile generale care determină opțiunile proiectantului pentru un anumit tip de schemă.

Pentru a ușura prezentarea, vom introduce o clasificare a variațiilor frecvenței în „directe” și „indirecte”.

16.6.2. Stabilitatea „directă”

Stabilitatea „directă” a frecvenței este legată de variația parametrilor esențiali care determină frecvența de oscilație. Variația frecvenței poate fi estimată pe baza cunoașterii variației acestor parametri.

S-a arătat că frecvența unui oscilator LC este în general de forma

$$f_{osc} \cong \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{\omega_{osc}}{2\pi}, \quad (16.119)$$

unde L și C sînt o inductanță și respectiv o capacitate echivalentă pentru un circuit dat. Pentru variații mici putem scrie

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{1}{\omega_{osc}} \left(\frac{\partial\omega_{osc}}{\partial L} \Delta L + \frac{\partial\omega_{osc}}{\partial C} \Delta C \right) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C} \right). \quad (16.120)$$

Se observă, de exemplu, că o scădere de numai 1% a inductanței L determină o creștere de 0,5% a frecvenței de oscilație.

O expresie mai exactă a frecvenței de oscilație indică o dependență mai complicată a frecvenței de parametrii circuitului, inclusiv de parametrii circuitului echivalent (semnal mic, frecvențe joase) al tranzistorului. Aceasta rezultă, în cazul oscilatoarelor LC, din faptul că oscilațiile nu au loc chiar pe frecvența de rezonanță a circuitului LC și f_{osc} nu este determinat exclusiv de acest circuit. Remediul constă în artificii de circuit care să reducă cuplajul tranzistorului cu circuitul acordat. Un exemplu îl constituie utilizarea prizei pe bobină (Anexa 16.4) în schema din figura 16.33. Montajul poate fi modificat ca în figura 16.55 (se introduc reacțanțe suplimentare în serie cu baza sau cu colectorul) pentru a face ca frecvența de lucru să nu mai depindă de parametrii tranzistorului. Există formule de calcul pentru aceste elemente de compensare. Se va prevedea însă și un reglaj experimental al acestora.

○ **Notă.** Metoda este aplicabilă numai în cazul oscilatoarelor de frecvență fixă.

Efectul variației impedanței de sarcină poate fi redus prin reducerea cuplajului cu oscilatorul. Acesta din urmă trebuie totuși să furnizeze o

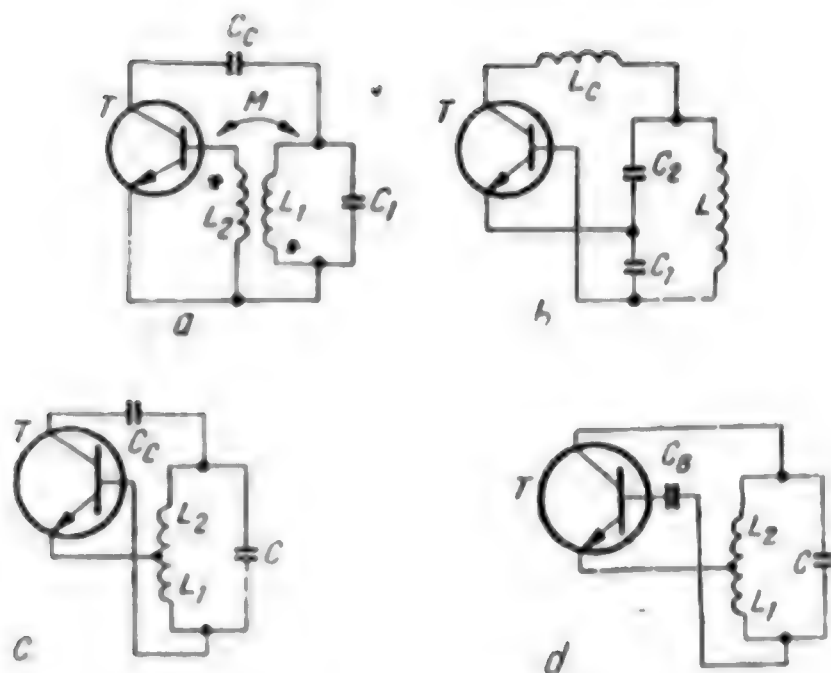


Fig. 16.55

putere în sarcină. Se introduce un *etaj separator*: acesta un etaj tampon care încarcă foarte puțin oscilatorul propriu-zis, dar amplifică semnalul în putere pentru a comanda sarcina.

16.6.3. Stabilitatea „indirectă”. Un criteriu de stabilitate

Variațiile „indirecte” ale frecvenței rezultă datorită reactanțelor parazite a căror mărime este practic necunoscută și un calcul al efectului lor asupra frecvenței este imposibil. Uneori este convenabil să introducem în această categorie și *reactanțele corespunzătoare dispozitivelor electronice*, deoarece datorită dependenței lor de frecvență, nivelul semnalului, tensiunea de alimentare și temperatură, ele sînt destul de imprecis cunoscute.

○ Menționăm că *dispersia parametrilor* face utilizarea datelor de catalog pur orientativă.

● **Factorul de stabilitate a frecvenței.** Să considerăm că oscilatorul este format dintr-un amplificator cu amplificarea $\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A$ și o rețea de reacție cu funcția de transfer $\underline{\beta} = |\underline{\beta}| \exp j\varphi_\beta$. Frecvența de oscilație este determinată de condiția de fază $\varphi_A(\omega) + \varphi_\beta(\omega) = 0, 2\pi, \dots$. O rețea de reacție selectivă va fi caracterizată de o variație rapidă a fazei în jurul frecvenței de oscilație, în timp ce variația fazei amplificatorului este mult mai puțin semnificativă, așa cum se arată în figura 16.56. Să presupunem că datorită reactanțelor parazite (cuplaje inductive, decuplare imperfectă etc) φ_A are o variație accidentală $\Delta\varphi_A$. Pentru a satisface condiția de

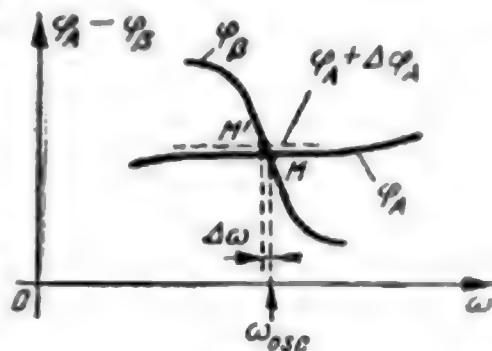


Fig. 16.56

fază, rețeaua de reacție va introduce la noua frecvență de oscilație un defazaj suplimentar

$$\Delta\varphi_R = -\Delta\varphi_A \quad (16.121)$$

Cu cât φ_R variază mai rapid cu frecvența, cu atât este mai mică deviația frecvenței pentru un $\Delta\varphi_A$ dat. Putem scrie:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{-\Delta\varphi_A}{\frac{\Delta\varphi}{\Delta\omega/\omega}} = -\frac{\Delta\varphi_A}{S_F}, \quad S_F = \frac{\Delta\varphi_R}{\Delta\omega} \omega_{osc}. \quad (16.122)$$

$$S_F = \omega_{osc} \left. \frac{d\varphi_R}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_{osc}} \quad (16.123)$$

este un *factor de stabilitate a frecvenței*.

Se presupune că stabilitatea „directă” a frecvenței este asigurată (adică elementele rețelei de reacție sînt fixe etc.)

Pentru o stabilitate bună este necesar ca $|S_F|$ să fie cît mai mare. În cazul unui oscilator cu circuit LC se calculează

$$|S_F| = 2Q, \quad (16.124)$$

unde Q este factorul de calitate*. În general, *stabilitatea este cu atât mai bună cu cît selectivitatea circuitului de reacție este mai pronunțată*.

● Se poate enunța următorul **criteriu de stabilitate generalizat**: *acea parte a oscilatorului care introduce în condiția de oscilație o variație mai rapidă a fazei cu frecvența are rolul esențial în determinarea frecvenței de oscilație și deci și în stabilitatea acestei frecvențe*. De exemplu, dacă un oscilator conține două circuite rezonante, frecvența este determinată de acela care are un factor de calitate mai ridicat. Ca urmare, atenția principală trebuie îndreptată spre acest circuit: trebuie să fie realizat îngrijit cu elemente stabile (eventual compensat termic), să fie cuplat slab cu tranzistorul și să se evite cuplajul direct cu sarcina (Anexa 2.3) etc.

Tot de aici rezultă și utilitatea cristalelor de cuarț (elemente rezonante cu factor de calitate foarte ridicat) în oscilatoarele pe frecvență fixă.

16.7. OSCILATOARE CU CRISTAL DE CUARȚ

16.7.1. Cristalul de cuarț

Cuarțul este tăiat după anumite direcții cristalografice, este șlefuit și i se depun electrozi metalici pe două fețe paralele. O tensiune alternativă aplicată pe electrozi provoacă vibrații mecanice datorită acțiunii cîmpului electric asupra sarcinilor electrice din rețea (efectul piezoelectric invers). Din punct de vedere electric, *cristalul oferă o impedanță cu propriietăți de circuit rezonant*. Frecvența de rezonanță (de la 1 kHz la circa

* Pentru comparație, în cazul rețelei Wien cu $R_1 = R_2 = R$ și $C_1 = C_2 = C$ avem $|S_F| = 2/3$, deci stabilitatea frecvenței este mult redusă.

20 MHz) și factorul de calitate (de la câteva mii la sute de mii) depind de dimensiunile, de orientarea cristalului și de montarea acestuia. Modul în care este tăiat cristalul în raport cu direcțiile cristalografice este de asemenea important pentru mărimea coeficientului de temperatură al frecvenței de rezonanță.

Stabilitatea frecvenței oscilatoarelor cu cuarț este de ordinul a 10^{-6} sau 10^{-7} și poate atinge $10^{-8} - 10^{-9}$ dacă se termostatează cuarțul. În afară de aceasta, trebuie redus la minimum semnalul pe cristalul de cuarț, deoarece disipația care apare determină o încălzire a acestuia și o variație a frecvenței.

Dezavantajul oscilatoarelor cu cuarț este funcționarea pe frecvență fixă, determinată de cristalul de cuarț folosit. Reglajul frecvenței de oscilație nu este posibil decît în limite extrem de restrînse.

● Cel mai simplu circuit echivalent al cuarțului este cel din figura 16.57, *a*. Circuitul mai complet din figura 16.57, *b* arată posibilitatea rezonanței pe diverse frecvențe (overtone): acestea sînt armonici impare ale modului fundamental de oscilație. Capacitatea C_0 din figura 16.57 este asociată monturii.

● Frecvențele de rezonanță. Variația cu frecvența a reactanței (se neglijează rezistența r) este arătată în figura 16.58. Se constată existența unei rezonanțe serie la frecvența

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (16.125)$$

și a unei rezonanțe paralel la frecvența

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L \frac{CC_0}{C+C_0}}} > \omega_s \quad (16.126)$$

mai mare dar foarte apropiată de precedenta.

16.7.2. Oscilatoare care utilizează rezonanța serie

La rezonanța serie cristalul are o impedanță practic nulă (sau foarte mică în raport cu celelalte impedanțe din circuit). El poate fi plasat într-o rețea de reacție pozitivă (un divizor) care va avea o atenuare minimă la frecvența ω_s a cristalului.

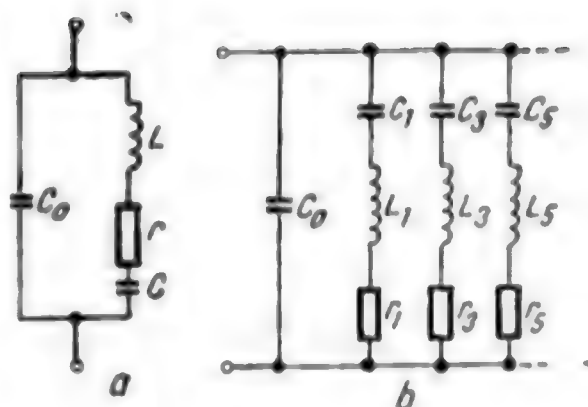


Fig. 16.57

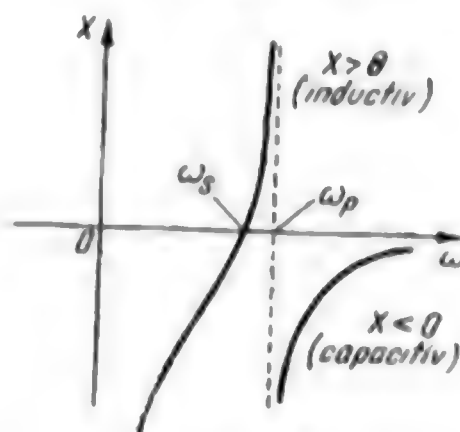


Fig. 16.58

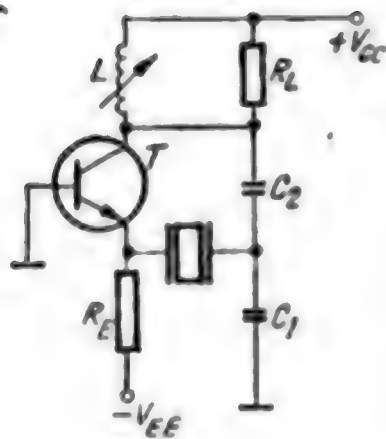


Fig. 16.59

● O alternativă este utilizarea cuarțului ca un scurtcircuit al unei rezistențe de polarizare astfel ca amplificarea dispozitivului electronic să fie maximă la frecvența de rezonanță.

Un prim exemplu apare în figura 16.59 (*oscilator Colpitts*). Semnalul la intrarea tranzistorului este adus printr-un divizor format din cristalul de cuarț și R_E (în paralel cu rezistența de intrare a tranzistorului). Reacția pozitivă este maximă la frecvența la care impedanța cristalului este minimă (ω_s). Curentul alternativ de emitor este aproximativ egal cu curentul care trece prin cristal (R_E are valori de $k\Omega$ sau zeci de $k\Omega$). Dar curentul care trece prin cristal este sinusoidal, deoarece un circuit rezonant

serie prezintă o impedanță mult mai mare pentru armonicele curentului a cărui fundamentală este egală cu frecvența de rezonanță. Cu alte cuvinte, cuarțul forțează un curent sinusoidal. Ca urmare, tensiunea bază-emitor va fi sinusoidală (datorită neliniarității caracteristicii de transfer exponențiale). Calculele arată că și în acest caz se poate ajunge la limitarea amplitudinii de oscilație.

În schema modificată cu două tranzistoare din figura 16.60, T_2 joacă rolul unui repetor pe emitor care comandă tranzistorul amplificator principal, T_1 . Dacă R_B este mic în raport cu impedanța de intrare (valoare „medie” pentru semnal mare) în repetorul pe emitor, atunci curentul sinusoidal prin cristalul de cuarț va trece practic în întregime prin R_B și tensiunea de excitație a lui T_1 va fi aproximativ sinusoidală (se poate aplica teoria din acest capitol).

● Schema din figura 16.61 exemplifică cel de-al doilea mod de utilizare a cristalului pe modul de rezonanță serie: la frecvența ω_s rezistența din emitor este scurtcircuitată de cuarț, amplificarea tranzistorului este mare și apar oscilații.

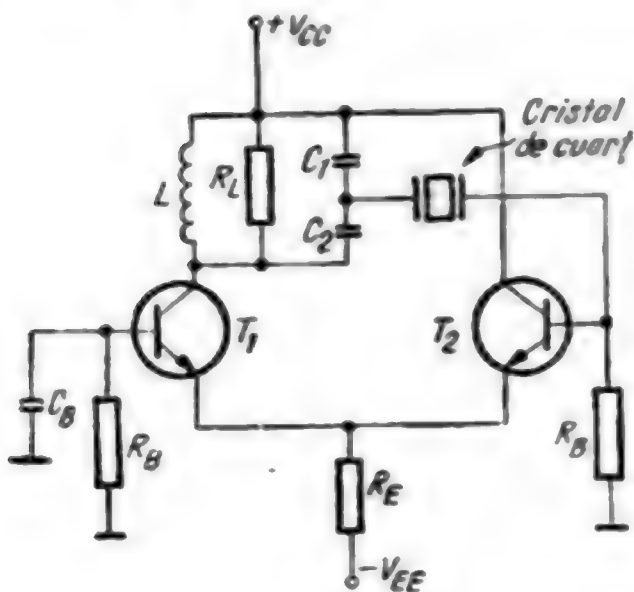


Fig. 16.60

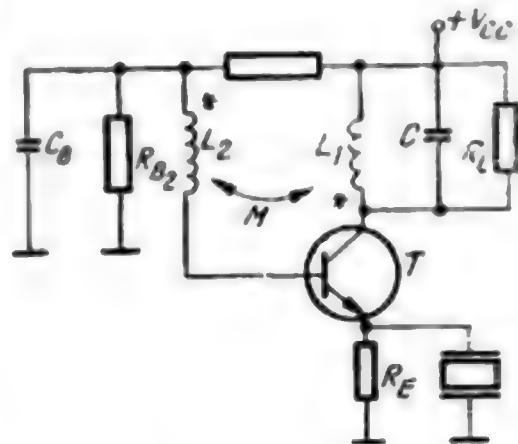


Fig. 16.61

16.7.3. Oscilatoare care utilizează modul de rezonanță paralel

Atunci cînd este folosit în modul de rezonanță paralel, cristalul se comportă inductiv (fig. 16.58); el poate fi folosit în locul unei inductanțe în schemele de tip Hartley sau Colpitts, așa cum se arată în figura 16.62.

În schema de tip Miller din figura 16.62, *a* circuitul acordat din drenă lucrează dezacordat inductiv. Frecvența de oscilație este determinată de cristalul de cuarț. Reacția pozitivă are loc prin capacitatea C (dar și capacitatea drenă-poartă a tranzistorului poate juca același rol). R_G formează împreună cu C_0 (capacitatea monturii cuarțului, fig. 16.57, *a*) circuitul de polarizare dinamică.

Schema Pierce din figura 16.62, *b* este derivată din cea de tip Colpitts.

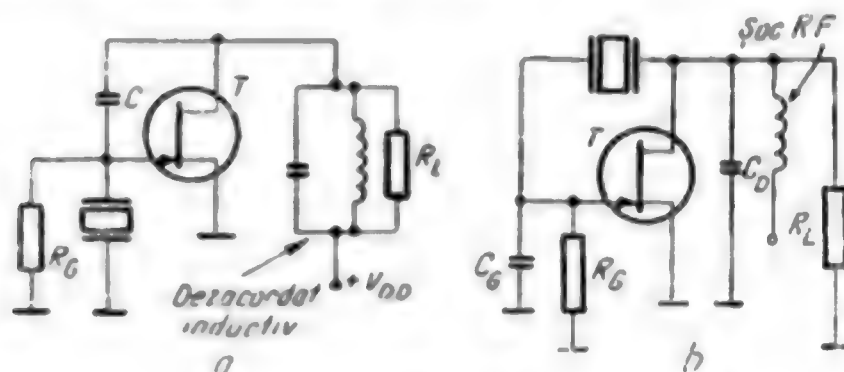


Fig. 16.62

MODULAREA ȘI DEMODULAREA ÎN AMPLITUDINE

17.1. MODULAREA ÎN AMPLITUDINE (MA)

17.1.1. Spectrul semnalului MA

● Un semnal modulat în amplitudine este de forma

$$c(t) = E'(t) \cos \omega_p t, \quad (17.1)$$

unde $E'(t)$ este *amplitudinea modulată* (variază în timp în ritmul semnalului modulator) iar ω_p este frecvența *purtătoare*. Amplitudinea $E'(t)$ poate fi scrisă

$$E'(t) = E[1 + mf(t)], \quad (17.2)$$

unde E este *amplitudinea purtătoare* (pentru $m = 0$, semnal nemodulat, obținem $c(t) = E \cos \omega_p t =$ oscilația purtătoare), m este *gradul de modulație*, iar $f(t)$ este *semnalul modulator* normat care satisface condițiile:

$$\overline{f(t)} = 0 \text{ (media pe o perioadă este nulă)}; \quad (17.3)$$

$$|f(t)|_{\max} = 1 \text{ (maximul modulului este egal cu unitatea)} \quad (17.4)$$

Un caz particular este acela al unei *modulații armonice*: $f(t) = \cos \omega t$.

Figura 17.1, a arată o formă de undă pentru o *modulație normală* în amplitudine, caracterizată de $m \leq 1$, ceea ce corespunde unui $E'(t) \geq 0$ (anvelopa E' nu devine niciodată negativă).

Figura 17.1, b ilustrează cazul în care E' devine negativ pentru anumite intervale de timp ($m > 1$), *supramodulație*. Detecția (demodularea) unui astfel de semnal necesită un detector sincron (a se vedea mai departe).

● Pentru analiza spectrului oscilației MA, vom considera mai întâi cazul particular în care *semnalul modulator* este de forma $f(t) = \cos \omega t$. Dezvoltînd $c(t)$ obținem:

$$\begin{aligned} c(t) &= E(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t = \underbrace{E \cos \omega_p t}_{\text{purtătoarea}} + \underbrace{m E \cos \omega t \cos \omega_p t}_{\text{conține informația}} \\ &= E \cos \omega_p t + \underbrace{\frac{mE}{2} \cos(\omega_p + \omega)t + \frac{mE}{2} \cos(\omega_p - \omega)t}_{\text{componente laterale}} \end{aligned} \quad (17.5)$$

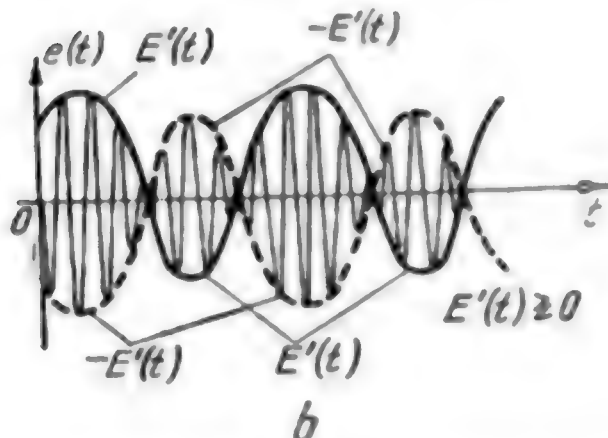
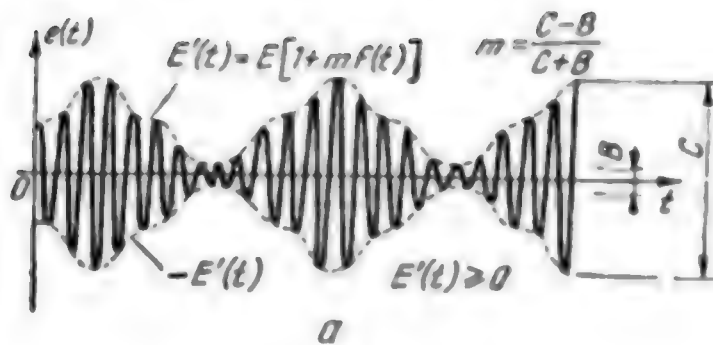


Fig. 17.1

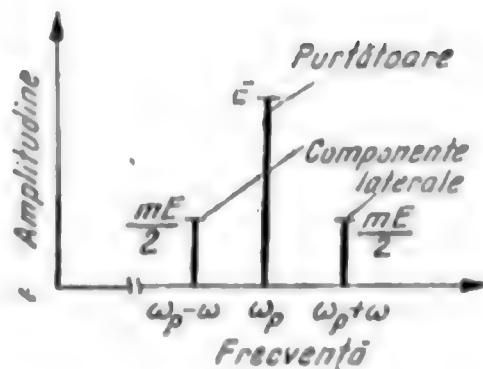


Fig. 17.2

Spectrul semnalului apare în figura 17.2.

Presupunem acum că $f(t)$ este periodic nesinusoidal, iar frecvența maximă care trebuie reținută din spectrul său este ω_M . Fiecare componentă a oscilației modulatorie de joasă frecvență va da naștere la două componente laterale, de-o parte și de alta a purtătoarei, în spectrul semnalului modulat. Banda de frecvență pe care o ocupă semnalul modulat va fi $2\omega_M/2\pi = \omega_M/\pi$ sau $2f_M$ unde $f_M = \omega_M/2\pi$.

17.1.2. Sisteme de modulare în amplitudine

● **Sistem normal de modulare.** Puterea medie dezvoltată de semnalul (17.5) la bornele unei rezistențe R_L este

$$P = \underbrace{\frac{E^2}{2R_L}}_{\text{purtătoare}} + 2 \underbrace{\frac{1}{2R_L} \left(\frac{mE}{2} \right)^2}_{\text{componente laterale}} = \frac{E^2}{2R_L} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right). \quad (17.6)$$

Puterea conținută în componentele laterale crește cu gradul de modulație, m , atingând abia 50% din puterea de purtătoare pentru cazul cel mai favorabil, $m = 1$. Emisia purtătoarei poate fi privită ca o risipă de putere.

Există însă sisteme de modulare cu purtătoare suprimată (PS), semnalul modulat fiind de forma

$$e_{PS}(t) = mE f(t) \cos \omega_p t. \quad (17.7)$$

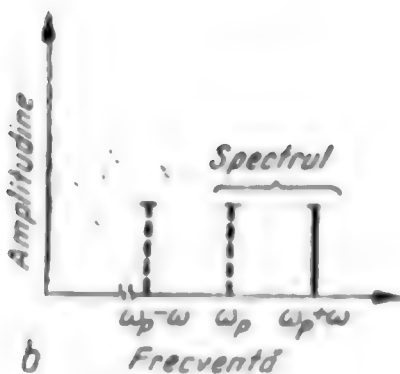
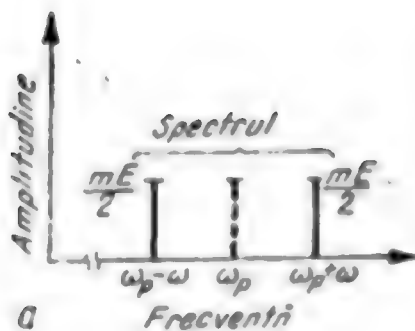


Fig. 17.3

În cazul $f(t) = \cos \omega t$, spectrul are forma din figura 17.3, a. Deoarece auvelopa semnalului (17.7) devine ... negativă, la recepție apar exact aceleași probleme ca în cazul oscilației supramodulate din figura 17.1, b.

● Remarcînd că informația este conținută de fapt numai într-o bandă laterală de o singură parte a purtătoarei, se pot concepe sisteme de modulare cu bandă laterală unică (BLU). Pentru o modulație $f(t) = \cos \omega t$ (fig. 17.3, b)

$$e_{BLU}(t) = \frac{mE}{2} \cos(\omega_p + \omega)t. \quad (17.8)$$

Proprietățile acestor trei sisteme de modulație sînt sistematizate în tabelul 17.1.

Există patru metode de bază care permit obținerea semnalului MA. Ele sînt prezentate în tabelul 17.2. Unele permit și generarea semnalului cu purtătoare suprimată. Cu o singură excepție, aceste procedee realizează modularea la un nivel redus de putere

și trebuie să se asigure amplificarea ulterioară a semnalului modulat pînă la nivelul de putere necesar transmisiei. Acest unic sistem (modularea „directă”, tabelul 17.2) are dezavantajul că necesită un semnal modulator de putere mare, dar meritul că permite o amplificare mai ușoară și mai eficientă a purtătoarei de înaltă frecvență pînă la nivelul de putere dorit.

Tabelul 17.1

Sisteme de modulare în amplitudine

Sistemul	Avantaje	Dezavantaje
Normal (MA)	Demodulare simplă (detector de auvelopă) la recepție	Consum mare de putere la emisie
Cu purtătoare suprimată (MA-PS)	Reducerea puterii necesare la emisie	Necesită detecție sincronă (corelentă), deci complică receptorul
Cu purtătoare suprimată și bandă laterală unică (MA-PS-BLU)	Putere redusă la emisie	Necesită o filtrare dificilă (a unei benzi laterale) la emisie
	Bandă de frecvențe mai redusă pentru același semnal transmis	Necesită detecție sincronă (receptor complicat)

Procedee de obținere a semnalelor MA

Procedee	Tipul de modulație	Nivelul de putere
Multiplicare analogică	MA normal MA - PS	Redus
Modulare prin „choppare”	MA normal MA - PS	Redus
Modulare „neliniară”	MA normal	Redus
Modulare „directă” sau „liniară”	MA normal	Ridicat (în etajul final)

17.2. MULTIPLICAREA ANALOGICĂ

17.2.1. O soluție de principiu

Principiul multiplicării analogice a două semnale $v_1(t)$ și $v_2(t)$ este ilustrat în figura 17.4. Se folosesc: un sumator și un diferențiator pentru a obține $v_1 \pm v_2$, două dispozitive cu caracteristica de transfer pătratică pentru ridicare la pătrat, din nou un diferențiator. Rezultă

$$v_5 = v_3 - v_4 = k[(v_1 + v_2)^2 - (v_1 - v_2)^2] = 4kv_1v_2, \quad (17.9)$$

deci $v_5 \sim v_1v_2$, se pot multiplica două semnale oarecare și în particular se pot obține semnale de forma (17.1) sau (17.7).

Principala dificultate constă în utilizarea a două dispozitive cu caracteristici *parabolice*, $v_3 = kv_1^2$, *identice*.

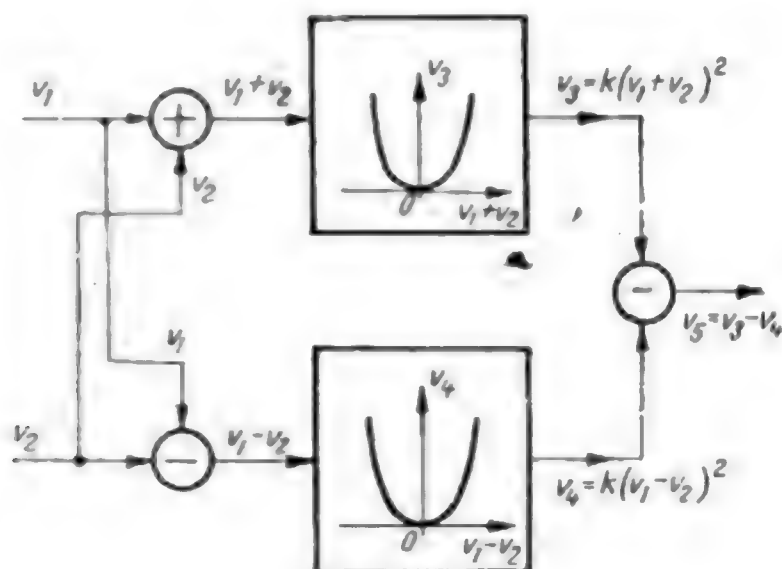


Fig. 17.4

De regulă dispunem numai de dispozitive cu o caracteristică de transfer *semiparabolică*, definită de:

$$v_o = kv_i^2 \text{ pentru } v_i \geq 0, \quad v_o = 0 \text{ pentru } v_i < 0. \quad (17.10)$$

Dacă utilizăm astfel de dispozitive în schema din figura 17.4, trebuie să impunem condițiile ($v_i \geq 0$)

$$v_1 + v_2 \geq 0, \quad v_1 - v_2 \geq 0. \quad (17.11)$$

Vom determina acum efectul acestor restricții asupra modulării în amplitudine. Introducând

$$v_1(t) = A[1 + m f(t)]; \quad v_2(t) = A_p \cos \omega_p t \quad (17.12)$$

în relația (5.11), obținem

$$v_o = \underbrace{4k A A_p (1 + m \cos t) \cos \omega_p t}_E \quad (17.13)$$

$E'(t)$

adică exact un semnal de forma (17.1). Dacă se alege $v_1(t) = A m f(t)$, se obține semnalul (17.7) (cu *purtătoare suprimată*). În cazul caracteristici semiparabolice va trebui să impunem

$$(v_1 + v_2)_{\min} \geq 0, \quad (v_1 - v_2)_{\min} \geq 0, \quad (17.14)$$

ținând seama că semnalele $v_1(t)$ și $v_2(t)$ se pot combina cu o fază arbitrară și luând situația cea mai nefavorabilă*. Din condițiile (17.14) rezultă

$$A(1 - m) \pm (\mp A_p) \geq 0 \quad (17.15)$$

adică *gradul de modulație este limitat*

$$m \leq 1 - \frac{A_p}{A} = m_{\max} < 1. \quad (17.16)$$

○ **Observație.** Din același motiv, *modularca fără purtătoare este imposibilă* (condițiile de mai sus nu pot fi satisfăcute pentru nici un m dacă lipsește unitatea în expresia (17.12) a lui $v_1(t)$).

17.2.2. Multiplicator analogic cu TEC

● **Principiul de funcționare.** Un multiplicator analogic cu TEC și amplificator operațional este arătat în figura 17.5. Trauzistorul lucrează ca o rezistență controlată prin tensiune (paragraful 6.2.2), la tensiuni mici drenă-sursă (v_{DS} mic). Conductanța de drenă are expresia

$$g_d = g_{d0} \left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T} \right), \quad v_{GS} \geq V_T \quad (17.17)$$

* Luarea în considerare a diferenței de fază era neesențială pentru determinarea spectrului (deci a benzii și distribuției puterii pe componente).

care este compatibilă cu relația empirică (6.9). Tensiunea de ieșire este

$$v_o = -R_2 g_d v_1(t), \quad (17.18)$$

unde $v_2(t)$ este unul dintre semnalele care trebuie multiplicat. Deoarece tensiunea la bornele de intrare ale amplificatorului operațional este practic neglijabilă, putem scrie:

$$v_{GS}(t) \approx -V_{GS} + v_1(t). \quad (17.19)$$

Vom alege $V_{GS} = -V_T$, astfel încât g_d devine

$$g_d = g_m \frac{v_1(t)}{|V_T|} \quad (17.20)$$

și

$$v_o = -R_2 g_m \frac{v_1(t)v_2(t)}{|V_T|}. \quad (17.21)$$

Restricțiile în variația lui $v_1(t)$ și $v_2(t)$ sînt impuse de caracteristicile tranzistorului. $v_2(t) \approx v_{DS}(t)$ trebuie să rămână mic (poate fi însă pozitiv sau negativ). Deoarece relația (17.17) este valabilă pentru $v_{GS} > V_T$ și $v_{DS} < V_T$ (tensiunea prag a joncțiunii poartă-caual), obținem următorul domeniu în care poate varia $v_1(t)$:

$$0 \leq v_1(t) \leq |V_T| + V_T. \quad (17.22)$$

Deoarece $v_1(t)$ nu poate deveni negativ, generarea unui semnal MA cu purtătoare suprimată este imposibilă. Această afirmație rămîne valabilă indiferent de valoarea lui V_{GS} în circuitul din figura 17.5.

Circuitul furnizează un semnal MA de forma (17.13) dacă $v_1(t)$ și $v_2(t)$ sînt de forma indicată în relațiile (17.12).

○ Se observă că modularea se face aplicînd semnalul pe poarta tranzistorului, deci practic fără consum de putere.

● **Possibilități de extindere a domeniului de tensiuni de lucru.** O limitare importantă o constituie comportarea liniară a tranzistorului cu efect de câmp numai la tensiuni de drenă, v_{DS} foarte mici (de exemplu sub 0,1 V).

Se poate asigura liniarizarea caracteristicilor modulatorului (extinderea domeniului de tensiuni de lucru) prin tehnici de circuit.

Există multiplicatoare analogice cu tranzistoare bipolare care folosesc tehnica montajelor diferențiale. Este posibilă multiplicarea „în patru cadrane” (adică pentru orice semn al celor două tensiuni multiplicat).

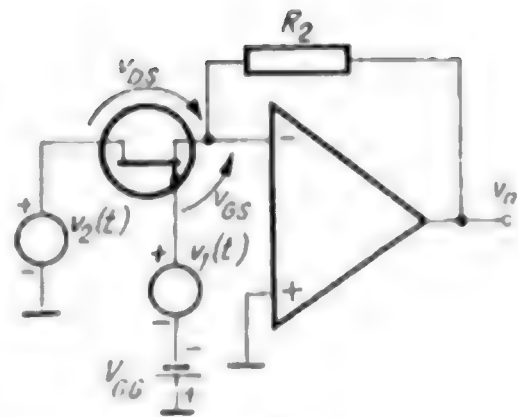


Fig. 17.5

17.3. MODULAREA PRIN „CHOPPARE”

17.3.1. Principiul modulării prin „choppare”

Modularea prin „choppare” constă în „fragmentarea” unei modulatori, cu frecvența purtătoare.

● **Principiul de funcționare al acestui tip de modulator** este explicat cu referire la figura 17.6. Comutatorul din schemă este deschis pentru

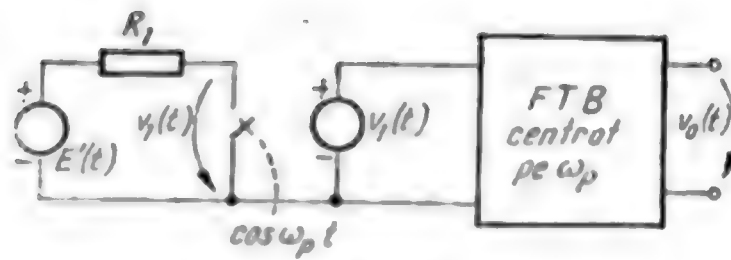


Fig. 17.6

$\cos \omega_p t \geq 0$ și înclus pentru $\cos \omega_p t \leq 0$. Se poate defini funcția de comutare astfel: $S(t) = 1$ pentru $\cos \omega_p t \geq 0$,

$$S(t) = 0 \text{ pentru } \cos \omega_p t < 0. \quad (17.23)$$

Figura 17.6 ne arată că:

$$v_1(t) = 0 \text{ pentru } S(t) = 0, \quad v_1(t) = E'(t) \text{ pentru } S(t) = 1. \quad (17.24)$$

Semnalul de la intrarea filtrului trece-baudă va fi

$$v_1(t) = S(t)E'(t) = E'(t) \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{2}{3} \cos 3\omega_p t + \dots \right] \quad (17.25)$$

și constă dintr-o suprapunere de unde modulate în amplitudine și centrate pe frecvențele $\omega_p, 3\omega_p, 5\omega_p, \dots$. Presupunem că filtrul trece-baudă selectează componentele corespunzătoare termenului $\frac{2E'(t)}{\pi} \cos \omega_p t$, care

nu este altceva decît un semnal modulat în amplitudine. Formele de undă sînt ilustrate în figura 17.7.

În cazul particular $E'(t) = E(1 + m \cos \omega t)$, semnalul de la ieșire are spectrul $\omega_p, \omega_p \pm \omega$. Semnalul de la intrarea filtrului conține în spectru frecvențele $\omega, \omega_p - \omega, \omega_p, \omega_p + \omega, 3\omega_p - \omega, 3\omega_p, 3\omega_p + \omega$ etc. Desigur, pentru ca filtrarea să fie posibilă trebuie satisfăcută condiția

$$\omega < \omega_p - \omega, \text{ deci } \omega < \omega_p/2. \quad (17.26)$$

Nu se impune în schimb nici o restricție asupra gradului de modulație m . Se poate face o modulație completă ($m = 1$). Se poate face și o modulație cu purtătoarea suprimată ($E'(t) = mf(t)E$).

● Figura 17.8 explică funcționarea modulatorului chopper echilibrat. Se definește o nouă funcție de comutare:

$$\begin{aligned} S'(t) &= 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t \geq 0; \\ S'(t) &= -1 \text{ pentru } \cos \omega_p t < 0, \end{aligned} \quad (17.27)$$

care se poate dezvolta astfel:

$$S'(t) = \frac{4}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{4}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \dots \quad (17.28)$$

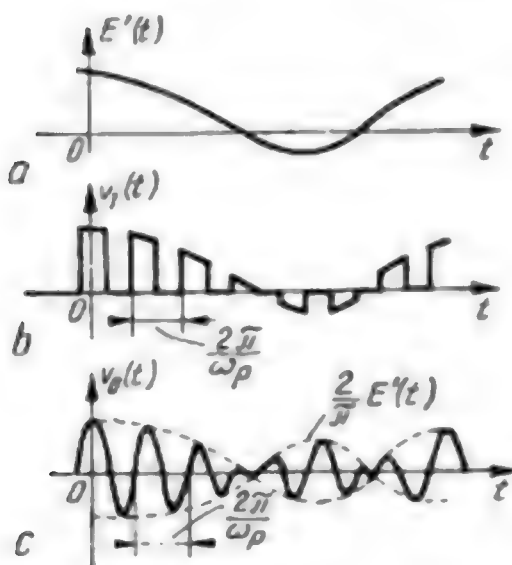


Fig. 17.7

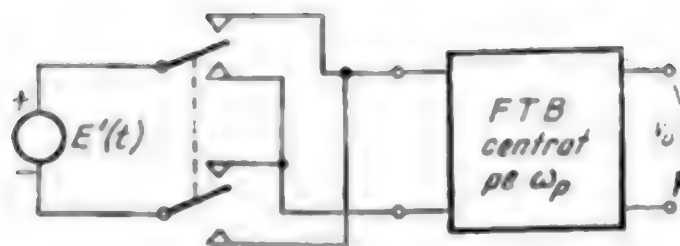


Fig. 17.8

Tensiunea la intrarea în filtrul trece-bandă centrat pe ω_p va fi

$$v_1(t) = E'(t)S'(t) = \frac{4E'(t)}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{4E'(t)}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \dots \quad (17.29)$$

neavînd componentă de frecvență joasă. În cazul $E'(t) = E(1 + m \cos \omega t)$ spectrul semnalului $v_1(t)$ este compus din frecvențele $\omega_p - \omega$, ω_p , $\omega_p + \omega$, $3\omega_p - \omega$, $3\omega_p$, $3\omega_p + \omega$, Filtrul trebuie să selecteze primul termen din dezvoltarea (17.29). Condiția (17.26) se înlocuiește aici cu alta mai ușoară,

$$\omega < \omega_p. \quad (17.30)$$

Un alt avantaj al modulatorului echilibrat este dublarea puterii la ieșire.

○ **Observație.** În situațiile practice, comutatorul utilizat pentru choppare are o rezistență $r \neq 0$ în starea închis, ceea ce împiedică atenuarea completă a lui $E'(t)$. Forma de undă $v_1(t)$ ce se va obține la intrarea filtrului din figura (17.6) rezultă prin comutarea între $E'(t)$ și $rE'(t)/(r + R)$ (în loc de $E'(t)$ și zero), adică

$$v_1(t) = E'(t)S(t) + \frac{E'(t)[1 - S(t)]r}{r + R}, \quad (17.31)$$

iar tensiunea de la ieșirea filtrului va fi

$$\frac{2E'(t)}{\pi} \left(1 - \frac{r}{r + R}\right) \cos \omega_p t = \frac{2E'(t)}{\pi} \cdot \frac{R}{R + r} \cos \omega_p t. \quad (17.32)$$

Se constată astfel că efectul lui $r \neq 0$ constă în atenuarea tensiunii de ieșire cu factorul $R/(R + r)$. Mărirea rezistenței R duce la o reducere a vitezei de lucru (limitată de constanta de timp de încărcare a capacităților parazite din schemă).

17.3.2. Scheme cu punți de diode

● O posibilitate de realizare a comutatorului din figura 17.6 este puntea de diode din figura 17.9, a. O valoare pozitivă a lui $v(t)$ trebuie să provoace conducția tuturor diodelor punții care devine practic un scurt-circuit. Pentru moment presupunem că tensiunea de comandă cu frecvența purtătoare are forma din figura 17.9, b. Tensiunea V trebuie să fie suficient de mare pentru a menține toate diodele deschise, indiferent de valoarea pe care o are E' la momentul respectiv de timp. Puntea este echilibrată deoarece diodele (realizate integrat) sînt practic identice

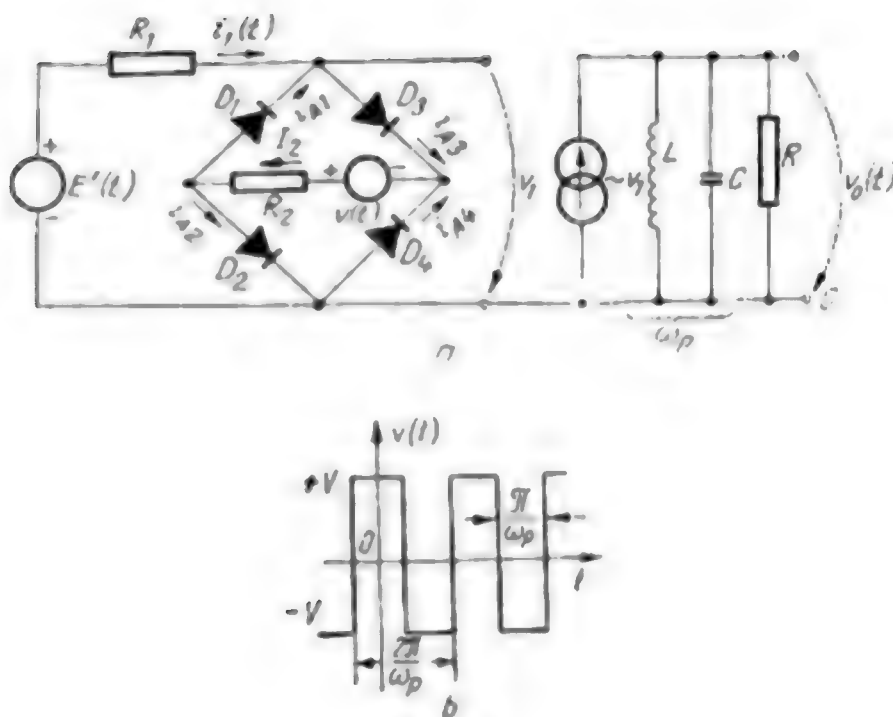


Fig. 17.9

și ca urmare curenții $i_1(t)$ (injectat de $E'(t)$) și I_2 (injectat de v) se divid egal între brațele punții. Ca urmare (fig. 17.9, a)

$$i_{A1}(t) = i_{A4}(t) = \frac{I_2 - i_1(t)}{2}; \quad (17.33)$$

$$i_{A2}(t) = i_{A3}(t) = \frac{I_2 + i_1(t)}{2}. \quad (17.34)$$

Fiecare diodă este caracterizată de o relație de forma

$$i_A = I_0 \left(\exp \frac{qV_A}{kT} - 1 \right) \cong I_0 \exp \frac{qV_A}{kT}, \quad (17.35)$$

iar

$$\begin{aligned} v_1 = v_{A2} - v_{A1} &= \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{i_{A2}}{I_0} - \ln \frac{i_{A1}}{I_0} \right) = \\ &= \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{1 + i_1(t)/I_2}{1 - i_1(t)/I_2} \right] \end{aligned} \quad (17.36)$$

sau, cu dezvoltare în serie Mac Laurin

$$v_1(t) = R_i i_1 \left(1 + \frac{i_1^2}{3I_2^2} + \frac{i_1^4}{5I_2^4} + \dots \right) \quad (17.37)$$

unde notația

$$R_i = \frac{kT}{q} \cdot \frac{2}{I_2} \quad (17.38)$$

are semnificația rezistenței diferențiale a diodei la curentul de polarizare $I_2/2$.

• Calculele de mai sus pun în evidență faptul că *puntea nu este un comutator ideal*, deoarece nu are rezistență zero în intervalele când trebuie să joace rolul unui comutator închis. Totuși, funcționarea schemei rămâne corectă dacă în aceste intervale puntea se comportă pur și simplu ca o rezistență r (a se vedea relația (17.32)). Aceasta impune ca $v_1 \sim i_1$ în relația (17.37), deci

$$i_1^2/3I_s^2 \ll 1 \quad (17.39)$$

și r din relația (17.32) se identifică cu R_i .

În mod similar, trebuie să ne asigurăm că pentru $v = -V$ (fig. 17.9,b) toate diodele din punte sînt blocate. Se verifică ușor că trebuie satisfăcută condiția

$$V > E'(t) - 2V_T \quad (17.40)$$

unde V_T este tensiunea prag a diodelor.

Inegalitățile (17.39) și (17.40) trebuie satisfăcute simultan. Înlocuind în (17.39)

$$i_1(t) = \frac{E'(t)}{R_1 + R_i}; \quad (17.41)$$

$$I_s = \frac{V - 2V_T}{R_2}, \quad R_i = \frac{kT}{q} \cdot \frac{2R_2}{V - 2V_T} \quad (17.42)$$

și impunind $i_1^2/3I_s^2 < 0,01$ (1% distorsiune), găsim

$$V > \frac{5,8E'(t)R_2}{R_1 + R_i} + 2V_T \quad (17.43)$$

Pie $E'_{\max} = 10$ V, $V_T = 0,75$ V. Alegînd $R_2 = R_1/10$, găsim $V \gg 8,5$ V.

● Figura 17.10 reprezintă un **modulator complet**. Transformatorul poate fi considerat ideal într-o anumită bandă de frecvențe. Se presupune că impedanța de intrare în tranzistor ($\cong h_{ie}R_E$) este mult mai mare decît R_1 și nu încarcă considerabil circuitul. Circuitul acordat din colector prezintă rezistența R la rezonanță (este acordat pe ω_p și are un Q potrivit pentru a selecta semnalul modulat cu spectrul centrat pe ω_p și numai

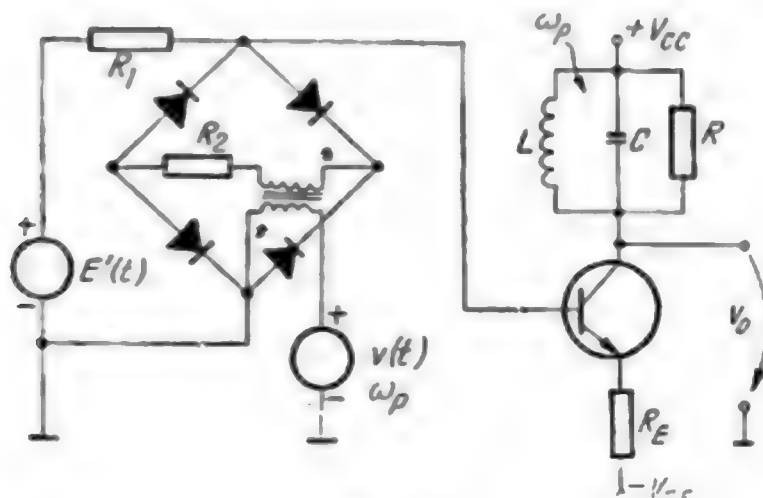


Fig. 17.10

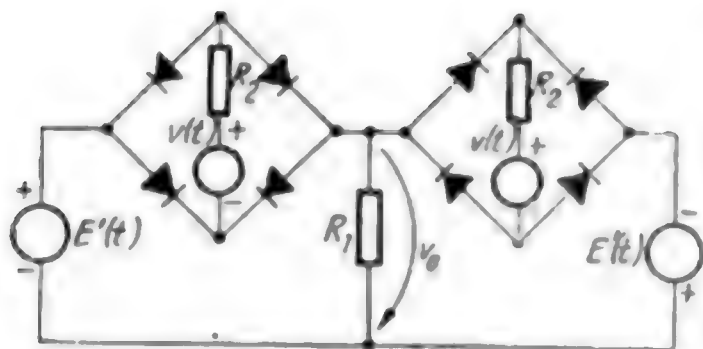


Fig. 17.11

○ **Notă.** Pentru comanda punții se poate folosi și o sinusoidă de amplitudine foarte mare în comparație cu tensiunile limită date de relațiile (17.40) și (17.43). Această modificare ușurează proiectarea transformatorului (banda nu trebuie să fie la fel de largă), dar impune folosirea unor diode cu tensiuni de străpungere mult mai mari.

Capacitățile parazite și fenomenele de stocare în diode determină „virfuri” ale tensiunii $v_0(t)$ în momentele de tranziție a punții dintr-o stare în alta (indiferent dacă comanda se face cu o sinusoidă sau cu o undă dreptunghiulară). Apar astfel componente de foarte înaltă frecvență care sînt însă filtrate de circuitul rezonant.

● Un modulator „chopper” echilibrat poate fi realizat cu două punți de diode, ca în figura 17.11. Cele două punți sînt alternativ închise (comutator închis, diodele conduc) și deschise (comutator deschis, diodele blocate). Semnalul de comandă este reprezentat în figura 17.9, b. Puntea închisă este neafectată de cea deschisă și ca urmare condiția (17.43) rămîne valabilă și pentru modulatorul echilibrat. Pe de altă parte, puntea închisă o afectează pe cea deschisă, deoarece tensiunea la bornele porții deschise este acum $E' + E'R_1/(R_1 + R_2)$. Condiția (17.40) trebuie modificată astfel:

$$V > E'(t) \left(\frac{2R_1 + R_2}{R_1 + R_2} \right) - 2V_T \quad (17.46)$$

Figura 17.12 arată o schemă practică de modulator echilibrat. Dacă tranzistorul are o impedanță de intrare mare în comparație cu R_1 și circuitul rezonant este acordat pe ω_p , atunci circuitul furnizează semnalul

$$v_0(t) = V_{cc} - \frac{4E'(t)}{\pi R_E} \cdot \frac{RR_1}{R_1 + R_2} \cos \omega_p t \quad (17.47)$$

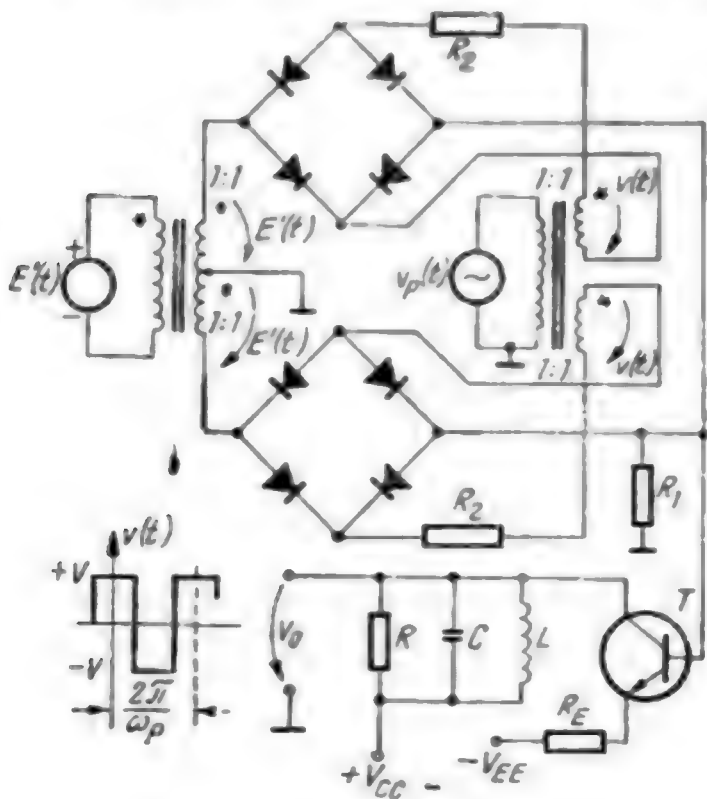


Fig. 17.12

○ **Notă.** Comutatoarele pot fi construite și cu tranzistoare. Se poate folosi tranzistorul cu efect de clip cu joncțiune funcționând în regiunea liniară a caracteristicilor, ca un comutator acționat prin tensiunea aplicată pe poartă. Tranzistorul bipolar poate fi și el folosit drept comutator, dar are dezavantajul tensiunii de decalaj (de offset, paragraful 5.5.4) al cărei efect este introducerea unei componente continue a lui $E'(t)$ (ceea ce este supărător atunci când se dorește o undă MA cu purtătoare suprimată).

17.4. MODULAREA „NELINIARĂ”

17.4.1. Principiul modulării neliniare

În figura 17.13, purtătoarea și semnalul modulator se însumează și se aplică unui dispozitiv neliniar care, de regulă, și amplifică: semnalul MA cântat se selectează cu ajutorul unui filtru trece-bandă acordat pe purtătoare. Fie $u_2 = u_2(u_1)$ caracteristica dispozitivului neliniar. Dezvoltând în serie Mac Laurin

$$u_2 = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2 + a_3 u_1^3 + \dots, \quad (17.48)$$

unde

$$a_0 = u_2|_{u_1=0}; \quad a_n = \frac{1}{n!} \cdot \frac{\partial^n u_2}{\partial u_1^n} \text{ pentru } n = 1, 2, 3 \dots \quad (17.49)$$

Aici

$$u_1 = v_1 + v_2, \quad (17.50)$$

unde

$$v_1 = A[1 + mf(t)]; \quad v_2 = A_p \cos \omega_p t. \quad (17.51)$$

În cazul particular $f(t) = \cos \omega t$ găsim:

$$\begin{aligned} u_2(t) = & a_0 + a_1 A(1 + m \cos \omega t) + a_1 A_p \cos \omega_p t + \\ & + a_2 A^2(1 + m \cos \omega t)^2 + a_2 A_p^2 \cos^2 \omega_p t + \\ & + 2a_2 A A_p(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t + a_3(\dots) + \dots \end{aligned} \quad (17.52)$$

Dintre termenii de mai sus, cei care prezintă interes sînt cei de frecvențe ω_p , $\omega_p \pm \omega$. Ei apar din produsul $v_1 v_2$ ($a_2 \neq 0$). Termenii de frecvență joasă (ω sau 2ω) pot fi filtrați. Pentru simplitate:

$$a_0 = 0, \quad a_1 = 0 \quad (17.53)$$

Ideală pentru modulație este o caracteristică pătratică (parabolică); vom impune în plus

$$a_3 = a_4 = \dots = 0 \quad (17.54)$$

și rezultă

$$u_2 = a_2 u_1^2. \quad (17.55)$$

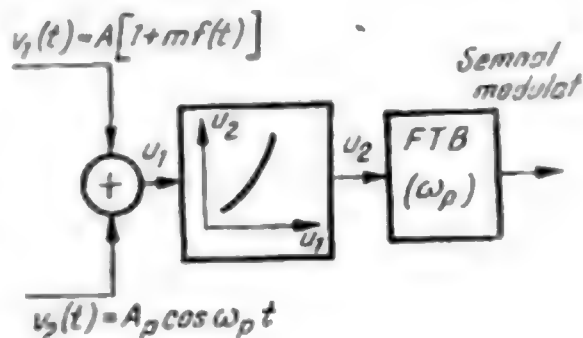


Fig. 17.13

Într-adevăr, dacă $a_2, a_4, \dots \neq 0$ parantezele corespunzătoare din dezvoltarea (17.52) vor da termeni suplimentari care corespund unor oscilații cu frecvențe apropiate de ω_p , termeni care vor distorsiona semnalul de la ieșirea modulatorului.

Condiția de caracteristică pătratică este *prima restricție* importantă care se aplică unui astfel de modulator.

În cazul unei caracteristici de transfer de forma (17.55) spectrul de frecvențe al semnalului (17.52) este compus din: $\omega, 2\omega, \omega_p - \omega, \omega_p, \omega_p + \omega, 2\omega_p$ și componenta continuă. Trebuie satisfăcută astfel o a doua restricție și anume

$$2\omega < \omega_p - \omega, \text{ deci } \omega < \omega_p/3. \quad (17.56)$$

În sfârșit, dacă ținem seama că de regulă se folosesc caracteristici *semiparabolice*:

$$u_2 = au_1^2 \text{ pentru } u_1 \geq 0; u_2 = 0 \text{ pentru } u_1 < 0 \quad (17.57)$$

și impunem condiția $u_1 = v_1 + v_2 \geq 0$ pentru semnalele (17.50), atunci obținem (paragraful 17.2.1)

$$m \leq m_{\max} = 1 - \frac{A_p}{A} < 1, \quad (17.58)$$

adică o a treia restricție în funcționare.

○ **Concluzii.** Nu este posibilă o modulație completă ($m = 1$). Nu se poate genera un semnal cu purtătoarea suprimată (paragraful 17.2.1). Acest modulator este recomandat numai pentru aplicații nepretențioase.

17.4.2. Modulator cu tranzistor cu efect de câmp

● Figura 17.14, a reprezintă un exemplu de **modulator pătratic** (parabolic). Se folosește un tranzistor cu efect de câmp lucrînd în regiunea de saturație a curentului, adică acolo unde caracteristica sa de transfer este parabolică (fig. 17.14, b). Cu notația

$$v'_{GS} = v_{GS} + |V_T| \quad (17.59)$$

putem scrie (fig. 17.14, c):

$$i_D = K(v'_{GS})^2, \quad K = I_{DSS}/|V_T|^2, \quad 0 \leq v'_{GS} \leq V'_T, \quad (17.60)$$

unde (fig. 17.14, b)

$$V'_T = |V_T| + V_T > 0. \quad (17.61)$$

Pentru circuitul din figura 17.14, a

$$v'_{GS} = v_1 + v_2 = A(1 + m \cos \omega t) + A_p \cos \omega_p t \quad (17.62)$$

și se aplică teoria de mai înainte ($a_2 = K, a_0 = a_1 = a_3 = a_4 = \dots = 0$).

Circuitul rezonant din drenă va fi acordat pe ω_p și va selecta din curentul $i_D(t)$ componente $2KA A_p(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t$. La frecvențe

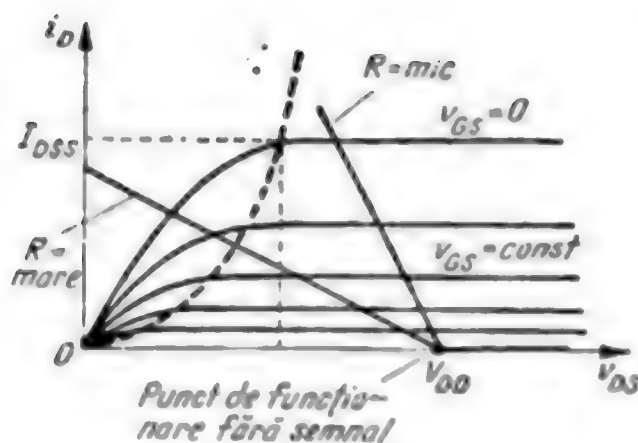


Fig. 17.15

Similar.

no direct la

$$v_{\text{cs}, \text{max}} = (v_1 + v_2)_{\text{max}} \leq V_T \quad (17.66)$$

$$A(1 + m) + A_0 \leq V'_T. \quad (17.67)$$

Pentru a exploata la maximum caracteristica dispozitivului, vom lua ca punct egal în relațiile (17.65) și (17.67). Găsim

$$m = m_{\text{max}} = 1 - \frac{A_p}{A} \quad (17.68)$$

și înlocuind în (17.67) rezultă

$$A = \frac{V'_T}{2} \quad (17.69)$$

deci

$$m_{\text{max}} = 1 - \frac{2A_p}{V_T}. \quad (17.70)$$

Gradul maxim de modulație (5.87) poate fi mărit pentru un tranzistor dat numai reducând I_p , deci micșorând amplitudinea semnalului de ieșire.

○ *Notă.* Modularea „neliniară” poate fi realizată și cu tranzistoare bipolare, dar neliniaritatea puternică a caracteristicii de transfer (exponențială) nu permite funcționarea fără distorsiuni decât la nivele foarte mici de semnal și, în mod corespunzător, la grade de modulație foarte reduse.

● Modularea „nclină” poate fi realizată și cu schema simetrică de tip modulator echilibrat; într-o astfel de schemă se poate realiza și o modulare fără purtătoare.

17.5. MODULAREA DIRECTĂ (LINIARĂ)

Termenul de liniiar semnifică dependența liniară a anvelopei semnalului la ieșirea modulatorului de amplitudinea semnalului modulator. Funcționarea etajului modulator este însă profund neliniară. Funcționarea neliniară în clasă *B* sau în clasă *C* este preferată în etajele de putere datorită

randamentului mai ridicat, pentru a extrage o putere de semnal cât mai mare folosind un tranzistor care are o anumită putere disipată maxim admisibilă.

● **Principiul de funcționare al modulatorului liniar** poate fi explicat cu referire la figura 17.16. Purtătoarea este furnizată de un generator de curent care injectează periodic ($T = 2\pi/\omega_p$) energie în circuitul acordat pe frecvența ω_p . Pentru fundamentală curentului injectat, I_{p1} , impedanța circuitului (în care ignorăm pentru moment brațul cu dioda D) este egală cu R și la bornele de ieșire se obține o tensiune sinusoidală, $I_{p1}R$, de frecvență ω_p .

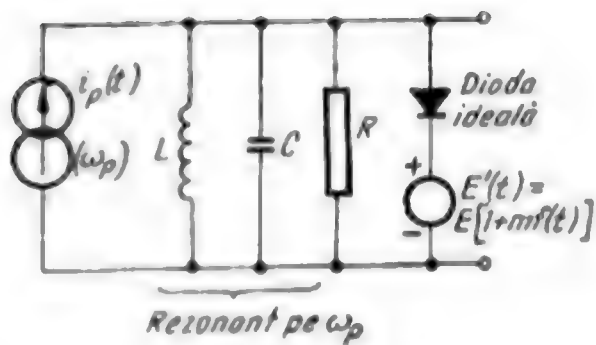


Fig. 17.16

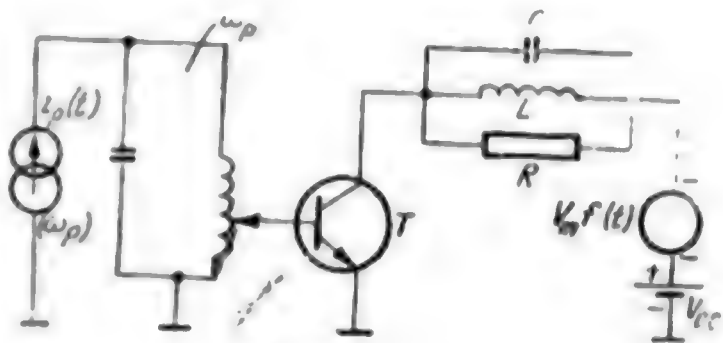


Fig. 17.17

Prezența diodei într-o ramură a circuitului determină însă o *limitare a amplitudinii de oscilație*, deoarece dioda (presupusă ideală — rezistență zero în conducție directă) se deschide atunci când tensiunea depășește mărimea E' . Dacă E' variază în ritmul semnalului modulator, modularea în amplitudine a oscilației de frecvență ω_p se face direct: $E'(t)$ devine chiar anvelopa acestei oscilații.

Se înțelege ușor că putem obține un $m_{\max} = 1$ (modulație 100%), dar nu este posibilă obținerea unui semnal *MA-PS* deoarece $E'(t)$ nu poate deveni negativ (aceasta ar corespunde unui curent continuu infinit prin diodă).

● Figura 17.17 indică **schema de principiu a unui modulator cu tranzistor**. Rolul diodei de limitare îl va juca joncțiunea bază-colector. Această joncțiune se va deschide (deci tranzistorul va intra în saturație) în fiecare ciclu al oscilației de înaltă frecvență. În felul acesta amplitudinea oscilației din circuitul de colector urmărește semnalul modulator.

D e fapt, totul se petrece ca și cum tensiunea de alimentare a colectorului ar varia în ritmul modulației (în acest sens se vorbește și de *modulație pe colector*).

Un efect secundar îl constituie faptul că deschiderea joncțiunii bază-colector determină limitarea semnalului și în circuitul rezonant de la intrare.

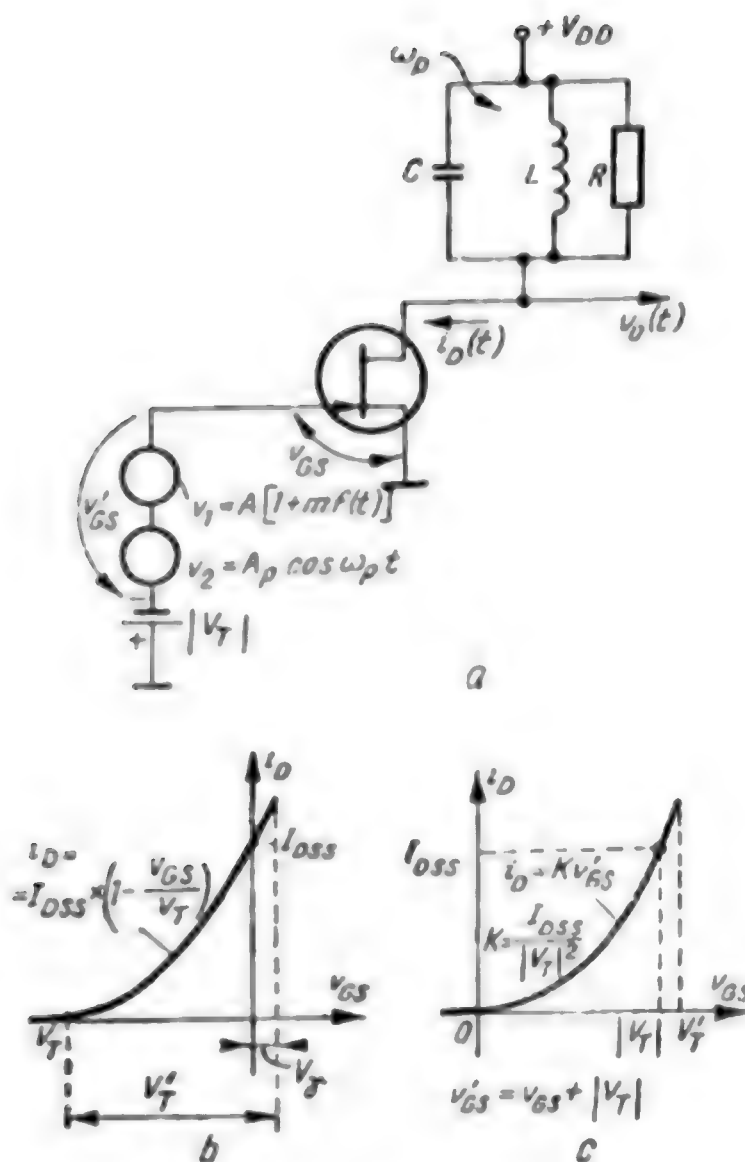


Fig. 17.14

suficient de apropiate de ω_p ($\omega \ll \omega_p$), impedanța circuitului acordat derivație este aproximativ egală cu R . Ca urmare,

$$v_o(t) = V_{DD} - R \frac{2I_{DSS}}{|V_T|^3} A A_p (1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t, \quad (17.63)$$

iar după un condensator de separare a componentei continue obținem exact semnalul MA căutat.

○ **Observație.** Utilizarea caracteristicii pătratice din figura 17.14, b este posibilă numai în condițiile în care rezistența de drenă r_d este neglijabil de mare. În circuitul studiat, la rezonanță, neglijarea trebuie să se facă față de R , adică $R \ll r_d$. Pe de altă parte, așa cum se vede din figura 17.15, R trebuie să fie suficient de mic pentru a asigura în orice moment funcționarea în saturație ($v_{DS} > v_{DS,sat}$). Concomitent, R trebuie să fie cât mai mare posibil pentru ca amplitudinea semnalului de la ieșire să fie maximă.

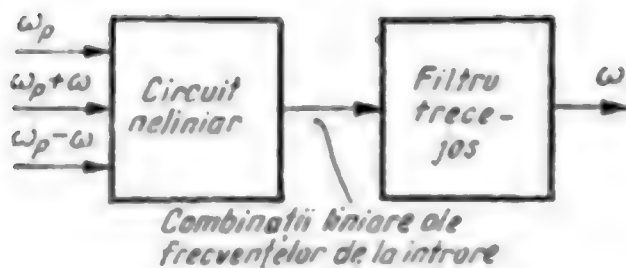


Fig. 17.18

17.6. DETECTORUL DE VALOARE MEDIE

17.6.1. Generalități

Demodularea (sau detecția) este procesul prin care se extrage semnalul modulator din semnalul

modulat. În cazul semnalului *MA* dat de relația (paragraful 17.1.1)

$$e(t) = E'(t) \cos \omega_p t = E[1 + m f(t)] \cos \omega_p t, \quad (17.71)$$

informația originală este conținută în $f(t)$: forma semnalului modulator.

● Există detectoare de anvelopă (care sînt la rîndul lor de valoare medie și de vîrf) al căror principiu este ilustrat de figura 17.18. Admitem $f(t) = \cos \omega t$. La intrarea circuitului neliniar se aplică semnalul *MA* al cărui spectru este format din ω_p și $\omega_p \pm \omega$. Din circuitul neliniar rezultă în principiu, prin fenomenul de intermodulație, componente de frecvențe egale cu combinații liniare ale frecvențelor de intrare. Printre acestea se găsește și ω (frecvența semnalului modulator). Filtrul trece-jos (fig. 17.18) trebuie să le înlăture pe toate celelalte.

Detectoarele de anvelopă pot demodula doar semnalul *MA* de tipul (17.71) (este necesară prezența purtătoarei pentru a obține prin intermodulație frecvența $\omega = (\omega_p + \omega) - \omega_p$ sau $\omega = \omega_p - (\omega_p - \omega)$).

● Pentru demodularea semnalelor *MA-PS* (purtătoare suprimată) sau *MA-BIU* (bandă laterală unică) trebuie folosit un detector sincron, al cărui principiu va fi explicat în subcapitolul 17.8.

17.6.2. Principiul de funcționare al detectorului de valoare medie

Detectorul de valoare medie folosește un redresor în locul circuitului neliniar din figura 17.18. Dacă redresorul este monoalternanță, atunci la intrarea în filtru se obține semnalul redresat:

$$e_r(t) = E'(t) \cos \omega_p t S(t), \quad (17.72)$$

unde $S(t)$ este funcția de comutație:

$$S(t) = 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t > 0; S(t) = 0 \text{ pentru } \cos \omega_p t \leq 0. \quad (17.73)$$

Dezvoltînd rezultă:

$$S(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{2}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \dots \quad (17.74)$$

astfel încît

$$\begin{aligned} e_r(t) = & \frac{E'(t) \cos \omega_p t}{2} + \frac{2E'(t)}{\pi} \cos^2 \omega_p t - \\ & - \frac{2E'(t)}{3\pi} \cos 3\omega_p t \cos \omega_p t + \dots \end{aligned} \quad (17.75)$$

Dezvoltind și $\cos^2 \omega_p t = (1 + \cos 2\omega_p t)/2$, obținem

$$e_r(t) = \frac{E'(t)}{\pi} + \frac{E'(t)}{2} \cos \omega_p t + \text{armonici superioare.} \quad (17.76) \quad a$$

Filtrul trece-jos îndepărtează componentele de frecvență înaltă centrate în jurul lui ω_p , $2\omega_p$, etc. Rezultatul detecției este $E'(t)/\pi$ *

Este necesar ca

$$\omega < \omega_p - \omega \text{ sau } \omega < \frac{\omega_p}{2}. \quad (17.77)$$

Figura 17.19 reprezintă o undă modulată, unda redresată corespunzătoare și valoarea sa medie.

○ Notă. Redresorul monoalternanță ar putea fi înlocuit printr-unul *dublă alternanță*. Ca rezultat, tensiunea de ieșire se dublează, iar frecvențele înalte centrate pe ω_p dispar (ambele efecte sînt favorabile).

Detectoarele de valoare medie sînt utilizabile numai dacă $E'(t)$ din relația (17.2) este tot timpul pozitiv. Figura 17.20 arată un semnal cu $E'(t) < 0$ și eroarea care rezultă din detecția de valoare medie.

17.6.3. Circuite de detecție

Analiza *circuitelor practice* de detecție este strîns legată de particularitățile dispozitivelor folosite.

Dacă dioda din schema de principiu din figura 17.21 este considerată ideală, atunci

$$i_A = \frac{e(t)}{R_1} \text{ pentru } e > 0; \quad i_A = 0 \text{ pentru } e \leq 0 \quad (17.78)$$

și semnalul la ieșire este

$$v_o(t) = \frac{\alpha R}{\pi R_1} E'(t). \quad (17.79)$$

* Această detecție este numită cîteodată *liniară*, deoarece semnalul de ieșire este proporțional cu E .

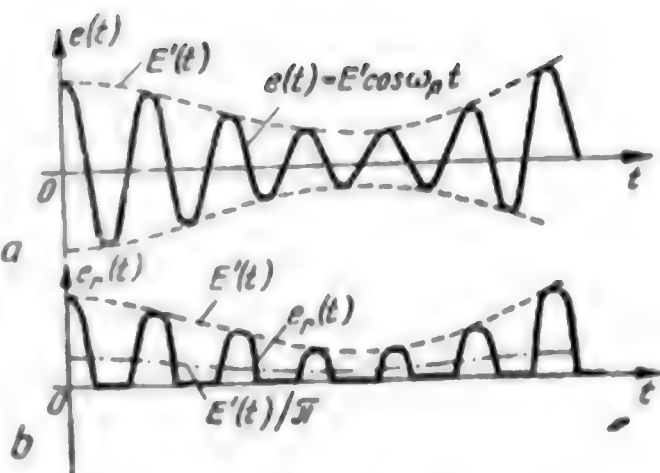


Fig. 17.19

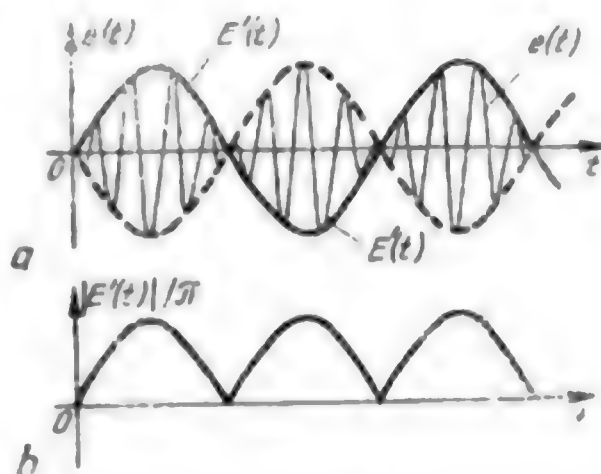


Fig. 17.20

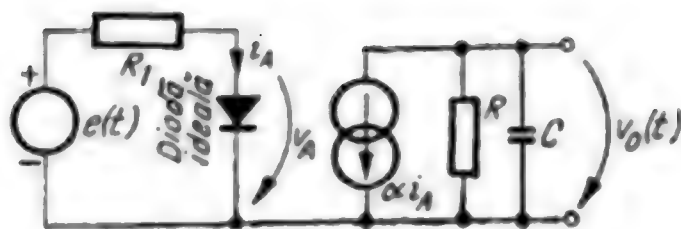


Fig. 17.21

Dacă dioda este modelată prin caracteristica

$$i_A = I_0 \left(\exp \frac{q v_A}{k T} - 1 \right) \approx \approx I_0 \exp \frac{q v_A}{k T}, \quad (17.80)$$

atunci ecuația circuitului de intrare din figura 17.21 ne conduce la

$$e(t) = i_A R_1 + \frac{k T}{q} \ln \frac{i_A}{I_0}. \quad (17.81)$$

Caracteristica $i_A - e(t)$ sub formă normată apare în figura 17.22. Ea este neliniară și nu permite demodularea unui semnal MA modulat 100% fără ca acesta să fie distorsionat. De fapt, caracteristica de mai sus poate fi aproximată liniar pe porțiuni: ea este o caracteristică „cu prag” (fig. 17.22). Se poate arăta că tensiunea prag este

$$V_{y1} = \frac{k T}{q} \left(5 - \ln \frac{q I_0 R_1}{k T} \right). \quad (17.82)$$

Considerând $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ și o diodă cu siliciu cu $I_0 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ A}$, calculăm $V_{y1} = 556 \text{ mV}$.

Evaluarea efectului lui V_{y1} asupra valorii medii a tensiunii de ieșire este mai dificil. Aici nu vom reproduce decât rezultatele și anume:

— dacă $E'(t) > 4V_{y1}$, atunci v_0 variază liniar cu $E'(t)$ și unicul efect al lui $V_{y1} \neq 0$ este de reducere a lui $v_0(t)$ cu o tensiune constantă, $\alpha V_{y1} R / 2 R_1$:

$$v_0(t) = \frac{\alpha E'(t) R}{\pi R_1} - \frac{\alpha V_{y1} R}{2 R_1} = \frac{\alpha R}{R_1} \left(\frac{E'(t)}{\pi} - \frac{V_{y1}}{2} \right); \quad (17.83)$$

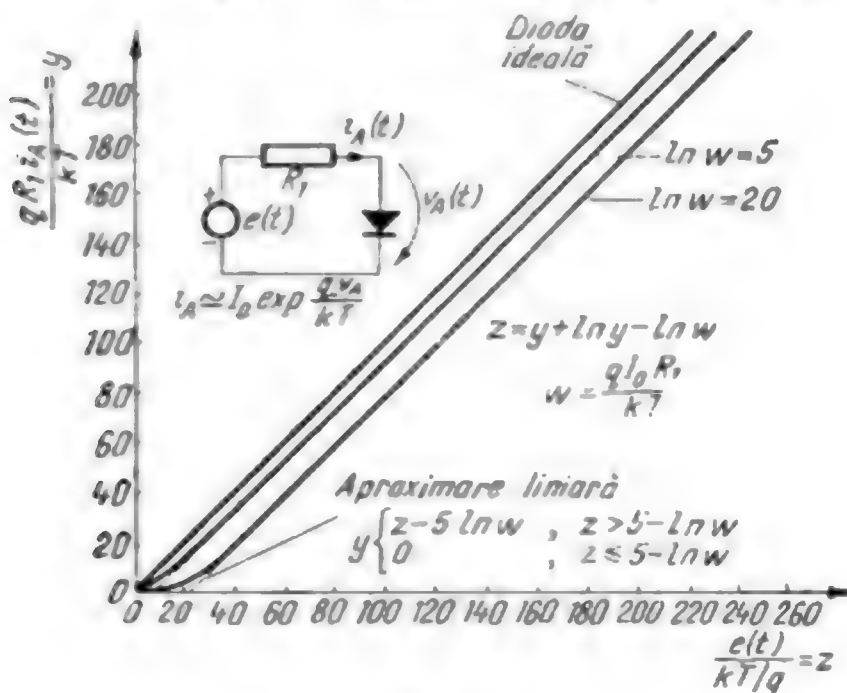


Fig. 17.22

— dacă $E'(t)$ coboară sub $4V_{\gamma 1}$, atunci se obțin distorsiuni. Condiția

$$E[1 + m f(t)] > 4V_{\gamma 1} \quad (17.84)$$

impune o limitare superioară a gradului de modulație:

$$E(1 - m) > 4V_{\gamma 1}; \quad m < 1 - \frac{4V_{\gamma 1}}{E} = m_{\max}. \quad (17.85)$$

De pildă, pentru $V_{\gamma 1} = 0,556 \text{ V}$ și $E = 5 \text{ V}$ obținem $m_{\max} \approx 0,56$.

● Figura 17.23 reprezintă un circuit practic în care rolul diodei redresoare îl joacă joncțiunea bază-emitor a tranzistorului, în timp ce dioda D asigură descărcarea condensatorului de cuplaj C_1 (astfel încît curentul mediu care îl parcurge să fie zero). Tensiunea V_{CC} asigură blocarea joncțiunii colector-bază. Condensatorul C_1 se comportă ca un scurt-circuit pentru semnalul de intrare. Rezultatele obținute mai sus sînt direct aplicabile, cu $\alpha = \alpha_F$ al tranzistorului.

○ Notă. De obicei se vor folosi două tranzistoare identice (preferabil cu germaniu deoarece $V_{\gamma 1}$ este mai mic), dintre care unul va fi utilizat ca diodă, cu baza conectată la colector. Rezistența R_1 va fi aleasă pe baza unui compromis: dacă este prea mică crește $V_{\gamma 1}$, dacă este prea mare scade v_o . Proiectarea va trebui să evite saturarea tranzistorului.

● Efectul caracteristici neideale a diodei poate fi redus folosind o schemă cu amplificator operațional, ca cea din figura 17.24. Redresarea monoalternanță este efectuată de dioda D_1 , care conduce pentru valori negative ale tensiunii de intrare, $e(t)$, și este blocată pentru valori pozitive ale acesteia. Dioda D_2 are un rol auxiliar: ea trebuie să evite saturarea ieșirii amplificatorului atunci cînd D_1 este blocată. Datorită câștigului mare al amplificatorului operațional, intrarea acestuia este virtual la masă și ca urmare

$$v_o \approx i_{A1} R_2. \quad (17.86)$$

Atunci cînd $i_{A1} > 0$ și D_2 este blocată se poate scrie

$$-e = i_{A1} R_1 - v_1 = i_{A1} R_1 + \frac{v_{A1} + R_2 i_{A1}}{1 + A} \quad (17.87)$$

$$= i_{A1} \left(R_1 + \frac{R_2}{1 + A} \right) + \frac{kT}{q(1 + A)} \ln \frac{i_{A1}}{I_0},$$

relație care o înlocuiește pe (17.81). Dacă amplificarea A este suficient de mare, atunci

$$e(t) \approx -i_{A1} R_1 \quad (17.88)$$

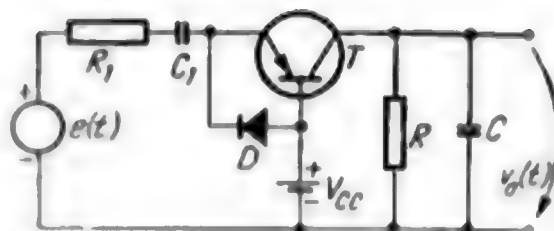


Fig. 17.23

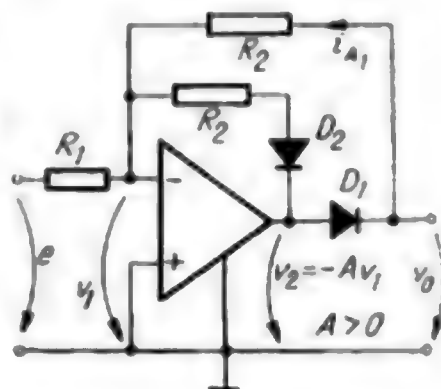


Fig. 17.24

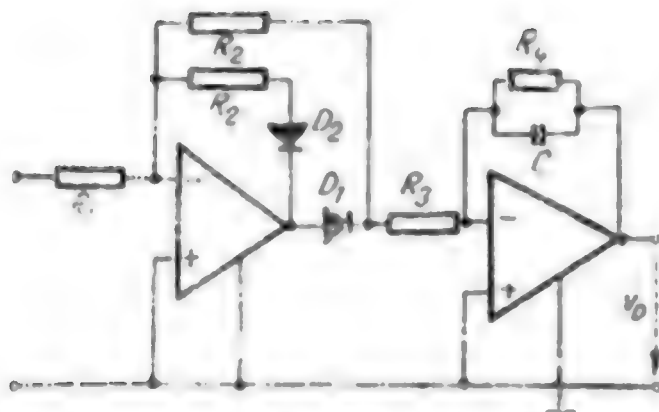


Fig. 17.25

și v_0 este legat de $e(t)$ prin relațiile

$$v_0 = -\frac{eR_3}{R_1} \text{ pentru } e < 0; \quad (17.89)$$

$$v_0 = 0 \text{ pentru } e \geq 0$$

care caracterizează un redresor monoalternanță ideal. Cu alte cuvinte utilizarea amplificatorului operațional a permis „liniarizarea” caracteristicii de trans-

fer prin eliminarea efectului caracteristicii exponențiale a diodei în conducție directă.

○ **Notă.** Schema poate fi completată ca în figura 17.25, unde $R_3 \gg R_2$. Aici cel de-al doilea amplificator operațional face parte dintr-un filtru trece-jos. Dacă $\omega_c = 1/R_4C$ este mare în comparație cu frecvența maximă din spectrul lui $E'(t)$, atunci

$$v_0 = \frac{R_3R_4}{R_1R_2} e(t) \text{ pentru } e < 0. \quad (17.90)$$

17.7. DETECTORUL DE VÂRF

● **Principiul de funcționare al detectorului de vîrf.** Detecția anvelopei semnalului modulat se poate face și cu detectorul de vîrf din figura 17.26, a. Dacă privim funcționarea acestuia la scara de timp corespunzătoare perioadei oscilației de înaltă frecvență (purtătoare), atunci nu există nici o diferență față de funcționarea redresorului monoalternanță cu filtru capacitiv. Pe fiecare „vîrf” al alternanței pozitive, dioda ideală D se va deschide încărcînd condensatorul C . Acesta se descarcă lent cu, constanta de timp RC , pe un interval de aproape o perioadă.

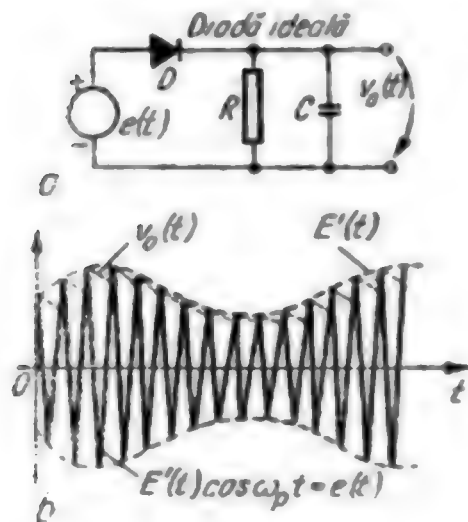


Fig. 17.26

Dacă amplitudinea semnalului de intrare este modulată, atunci tensiunea la ieșire urmărește anvelopa acestuia (fig. 6.12, b). Precizia este cu atît mai bună cu cît RC este mai mare, deoarece pulsațiile în ritmul înaltei frecvențe sînt mai mici. Totuși, dacă RC este prea mare, atunci detectorul nu mai poate urmări porțiunile descendente ale anvelopei: apar distorsiuni „de neurmărire”. O valoare de compromis este posibilă numai dacă $E'(t)$ variază suficient de lent (frecvența maximă din spectrul său ω_M este mult mai mică decît ω_p).

○ **Observație.** Detectorul de vîrf nu funcționează corect dacă $E'(t)$ devine negativ: utilizarea sa în detecția semnalelor *MA-PS* și *BLU* este imposibilă.

● În receptoarele superbeterodină se folosește un detector de anvelopă (de vîrf) de bandă îngustă ca cel din figura 17.27. Circuitul rezonant $R'L'C'$ este acordat pe purtătoarea semnalului *MA* (de fapt pe așa-zisa *frecvență intermediară*, notată aici tot cu ω_p). Acest circuit, împreună cu generatorul de curent, modelează amplificatorul de frecvență intermediară. Impedanța de intrare în detectorul propriu-zis (format din dioda D și grupul RC) trebuie să fie suficient de mare pentru ca factorul de calitate al circuitului rezonant să nu fie redus substanțial și selectivitatea etajului precedent să nu fie deteriorată.

Filtrarea bună a pulsațiilor de înaltă frecvență este asigurată prin condiția

$$f_p CR = \frac{\omega_p}{2\pi} CR \gg 1. \quad (17.91)$$

Teoria detectorului de anvelopă este dezvoltată în Anexa 17.1

○ **Concluzii.** Se poate constata faptul că demodularea *modulației complete* ($m = 1$) este imposibilă. Unele cerințe de proiectare au un caracter contradictoriu. Aceasta — deoarece spre deosebire de schema pentru detecția valorii medii, funcționarea circuitului neliniar este inseparabil legată de prezența filtrului. Circuitul este simplu, dar optimizarea performanțelor este dificilă.

17.8. DETECȚIA SINCRONĂ (COERENTĂ)

● **Principiul detecției sincrone** este ilustrat în figura 17.28. *Semnalul modulat se multiplică cu purtătoarea și rezultatul se aplică unui filtru trece-jos.* Să considerăm, de exemplu, un semnal *MP-PS* $e(t) = E_m f(t) \cos \omega_p t$, unde $f(t)$ este, pentru simplitate, $f(t) = \cos \omega t$. Putem scrie:

$$e(t) = E' \cos \omega_p t = E_1 \cos \omega t \cos \omega_p t, \quad (17.92)$$

iar după multiplicarea cu purtătoarea se obține:

$$v(t) = E_1 \cos \omega t \cos^2 \omega_p t = \frac{E_2}{2} \cos \omega t + \frac{E_2}{2} \cos \omega t \cos 2\omega_p t \quad (17.93)$$

și semnalul modulator se obține prin *filtrare* ($\omega < 2\omega_p$).

Dacă se urmărește demodularea unui semnal cu bandă laterală unică (*BLU*), atunci:

$$e(t) = E_1 \cos (\omega_p \pm \omega), \quad (17.94)$$

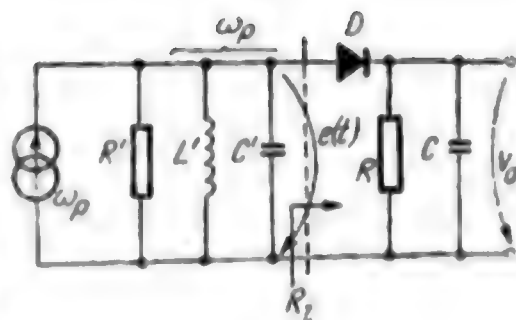


Fig. 17.27

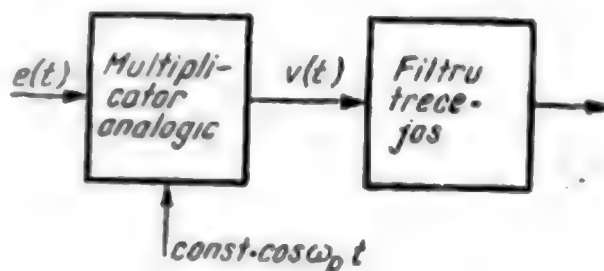


Fig. 17.28

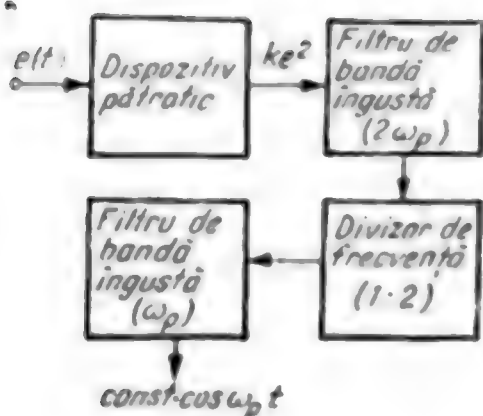


Fig. 17.29

deci în urma multiplicării cu purtătoarea obținem

$$\begin{aligned}
 v(t) &= E_s \cos (\omega_p \pm \omega) t \cos \omega_p t = \\
 &= \frac{E_s}{2} \cos (2\omega_p \pm \omega) + \frac{E_s}{2} \cos (\pm \omega t) = \\
 &= \frac{E_s}{2} \cos (2\omega_p \pm \omega) + \frac{E_s}{2} \cos \omega t.
 \end{aligned} \quad (17.95)$$

Dacă banda laterală este cea inferioară (semnul minus în relațiile (17.94) și (17.95)), atunci filtrarea se poate face dacă $\omega < 2\omega_p - \omega$, adică $\omega < \omega_p$.

● **Refacerea purtătoarei.** Pentru realizarea detecției sincrone se pot utiliza multiplicatoare (a se vedea subcapitolul 17.2). O dificultate constă în necesitatea de a dispune de purtătoare la recepție. Aici soluțiile sînt diferite, în funcție de tipul semnalului modulat.

Pentru un semnal MA – PS, purtătoarea poate fi reobținută cu un circuit ca cel din figura 17.29. Prin ridicare la pătrat cu un dispozitiv cu caracteristică pătratică, un semnal de forma (17.92) devine

$$ke^2(t) = k[E'(t)]^2 \cos^2 \omega_p t = \frac{kE'(t)^2}{2} + \frac{kE'(t)^2}{2} \cos 2\omega_p t. \quad (17.96)$$

Componenta de frecvență $2\omega_p$ va fi filtrată, frecvența va fi divizată cu 2 (folosind tehnici numerice) și va fi din nou filtrat semnalul, obținînd un semnal de frecvență purtătoarei.

În cazul unui semnal BLU se poate recurge la soluția emiterii unui semnal pilot suplimentar, de frecvență ω_p și putere relativ redusă. Acest semnal va fi extras la recepție cu un filtru de bandă foarte îngustă (realizat de pildă cu un cristal de cuarț).

Dacă se transmite un semnal audio, atunci se poate renunța la emisia semnalului pilot, folosind un *oscilator independent la recepție*. Acesta va furniza un semnal de forma

$$v_p = A_p \cos [\omega_p t + \varphi(t)], \quad (17.97)$$

unde $\varphi(t)$ este o funcție aleatoare lent variabilă în timp: aceasta reprezintă „eroarea” de fază sau de frecvență care există între purtătoarea de la emițător (suprimată la emisie) și oscilatorul independent din receptor. Semnalul de joasă frecvență obținut prin multiplicare și filtrare va fi afectat de eroarea de fază amintită (eroare care nu este sesizată de urechea umană). Chiar o diferență în frecvență nu va afecta inteligibilitatea semnalului. Metoda este însă inutilizabilă în cazul transmisiei unui semnal video.

BIBLIOGRAFIE

1. Băjen G., Stancu Gh. *Generatoare de semnale sinusoidale*, Ed. tehnică, București, 1979.
2. Bărbat B., Presură I., Tănăsescu T. *Amplificatoare de audiofrecvență*, Ed. tehnică, București, 1972.
3. Bulucea C., Vais M., Profeta H. *Circuite integrate liniare*, Ed. tehnică, București, 1976.
4. Cătuneanu V. M., Buznea D. D. *Semiconductoarele în telecomunicații*, Ed. tehnică, 1962.
5. Clarke K. K., Hess D. T. *Communication circuits: analysis and design*, Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1971.
6. Constantin P., Radu O. *Transistoare unijonctiune. Aplicații*, Ed. tehnică, 1976.
7. Costea I. *Oscilatoare de audiofrecvență, teorie și aplicații*, Litografiat, Institutul Politehnic București, 1979.
8. Damachi E. *Dispozitive semiconductoare multifonctiune*, Ed. tehnică, 1980.
9. Dascălu D. *Injecția unipolară în dispozitive electronice semiconductoare*, Ed. Academiei, București, 1972.
10. Dascălu D. *Complemente la Cursul de circuite electronice IPR*, 1974.
11. Dascălu D. *Electronic processes in unipolar solid-state devices*, Ed. Academiei, București și Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1977.
12. Dascălu D. *Circuite electronice, note de curs*, Litografiat, Institutul Politehnic București, 1979 (1980).
13. Dascălu D., Profirescu M., Costea I., Sofron E., Ionescu M., Ștefan Gh., Brezeanu Gh. *Circuite electronice, culegere de probleme*, Litografiat, Institutul Politehnic București, 1980.
14. Dascălu D., Turic L., Hoffman J. *Circuite electronice*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1981.
15. Drăgănescu M. *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Ed. Academiei, București, 1962.
16. Drăgănescu M. *Electronica corpului solid*, Ed. tehnică, București, 1972.
17. Drăghici I., Costea I., Ionescu M., Rusu A., Manolescu A. M., Sofron E. *Dispozitive electronice, culegere de probleme*, Litografiat, Institutul Politehnic București, 1980 (1981).
18. Gray E. P., Searle C. L. *Bazele electronicii moderne*, vol. I și II, Ed. tehnică, București, 1973.
19. Gray P. E., Witt De. D., Boothroyd R. A., Gibbons J. P. *Physical electronics and circuit models of transistors*, John Wiley, New York, 1964 (SEEC, vol. 2).
20. Gray P. R., Meyer R. G. *Analysis and design of analog integrated circuits*, John Wiley, New York, 1977.
21. Grove A. S. *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Ed. tehnică, București, 1973.

22. Kingston R. H. *Switching Times in Junction Diodes and Junction Transistors*. În: PIRB - 42, 1954.
23. Millman J., Halkias C. *Integrated electronics: analog and digital circuits and systems*. McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1972.
24. Millman J., Taub H. *Pulse, Digital and Switching Waveforms*. Mc Graw Hill, 1963.
25. Profirescu M. D. *Computer Simulation of Bipolar Semiconductor Devices with Special Regard to Microwave PIN Diodes*. PhD Thesis, University of London (1974).
26. Săvescu M., Popescu M. *Circuite electronice* vol. II. Ed. tehnică, 1969.
27. Bulucea C. *Transistoare, culegere de probleme*, Ed. didactică și pedagogică, București, 1966.
28. Searle C. L., Boothroyd A. R., Angelo E. J. Jr., Gray P. E., Pederson D. O. *Elementary circuits properties of transistors*. John Willey, New York, 1967 (SSEC, vol. 3).
29. Ristea I., Bodea M. *Transistoare cu efect de câmp*. Ed. tehnică, București, 1972.
30. Sze S. M. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley, New York, 1969.
31. Tănăsescu T. *Manual de tuburi și circuite electronice*, vol. II. Ed. Academiei, 1957.
32. Thornton R. D., De Witt D., Chenette E. R., Gray P. E. *Characteristics and limitations of transistor*. John Willey, New York, 1966 (SSEC, vol. 4).
33. Vătășescu A., Sinnreich H., Gavăț Șt., Stere R. *Circuite cu amplificatoare în industrie - Amplificatoare și oscilatoare*. Ed. tehnică, București, 1971.
34. Walston J. A., Miller J. R. *Transistor Circuit Design*. Mc Graw Hill, 1963.
35. *** *Circuite cu transistoare în industrie*, vol. II. Ed. tehnică, 1964.
36. *** *DC Power Supply Handbook*. Hewlett-Packard, 1970.

CONVENȚII ADOPTATE PENTRU SIMBOLURILE LITERALE ALE TENSIUNILOR ȘI CURENȚILOR

Studiul circuitelor electronice impune cunoașterea tensiunilor și curenților care au atât componente continue, cit și alternative. De asemenea, se definesc valori instantanee — variabile în timp — precum și valori care nu variază în timp (componenta continuă, valori eficace, maxime și minime etc.).

Pentru a le deosebi, notarea tensiunilor și curenților se face cu litere mari sau mici, atât pentru mărimi cit și pentru indici, după cum urmează :

● pentru mărimi :

— *litere mici* : mărimi variabile în timp (valori instantanee) ;
 — *litere mari* : mărimi constante în timp (valori din punctul static de funcționare, componente continue, valori efective, maxime și minime etc.) ;

● pentru indici :

— *litere mici* : componentele variabile ;
 — *litere mari* : în toate celelalte cazuri (valori totale, valori statice, maxime sau minime, componente continue).

Luind ca exemplu curențul de colector al unui tranzistor variind în regim armonic (vezi figura A.3.1), se poate scrie :

$$i_c = I_c + i_c = I_{c0} + i_{cm} = I_{c0} + I_a \cos \omega t + I_a \cos 2\omega t + \dots$$

unde :

i_c este valoarea instantanee (totală) ;

I_c — valoarea din punctul static de funcționare (în absența semnalului variabil) ;

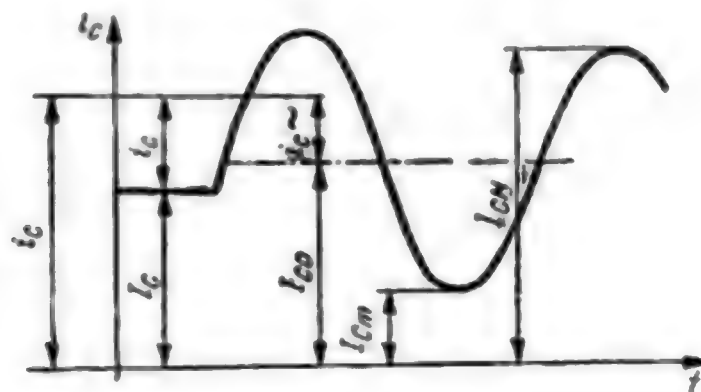


Fig. A. 3.1

- i_e — valoarea instantanee a curentului variabil, în raport cu I_C ;
- I_{C0} — componenta medie;
- i_{e-} — valoarea instantanee a curentului variabil, în raport cu I_{C0} ;
- $I_{a1}; I_{a2} \dots$ — valorile amplitudinilor componentelor armonice (Fourier).

○ **Observație.** În regim liniar, există evident relațiile:

$$I_C = I_{C0}; i_e = i_{e-}$$

și se preferă utilizarea notațiilor I_C și i_e .

ANEXA 5.1

EFECTUL DOPĂRII NEUNIFORME A BAZEI

Modelul teoretic al tranzistorului dezvoltat în subcapitolul 5.3 corespunde unui profil abrupt de impurități (concentrația impurităților electronice este presupusă constantă în cele trei regiuni, emitor, bază, colector). Tranzistoarele actuale nu satisfac această condiție.

În figura A.5.1, a este reprezentat profilul de impurități al unui tranzistor simplu difuzat. Baza n se realizează prin difuzie în colectorul p , dînd naștere unei joncțiunii gradate colector-bază. Joncțiunea emitor-bază este aliată: aici se presupune un profil abrupt.

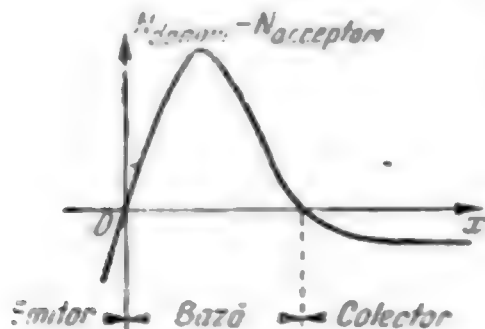
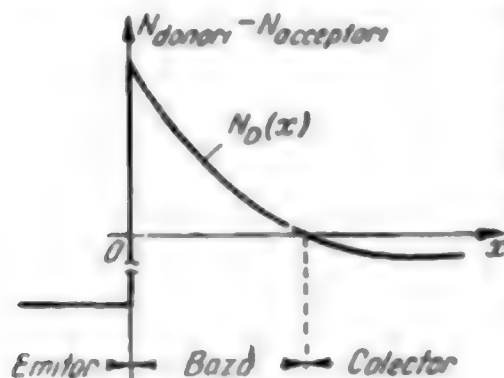


Fig. A. 5.1

În figura A.5.1, b se reprezintă un profil dublu-difuzat (realizat prin difuzia succesivă a bazei și a emitorului); ambele joncțiuni sînt gradate. Acest tip de profil corespunde majorității tranzistoarelor actuale, inclusiv tranzistoarele integrate. Acestea sînt tranzistoare cu siliciu realizate în tehnologie planară (fig. 5.8, b). Ele sînt de obicei de tip $n p n$. Aici discutăm însă un tranzistor $p n p$ (fig. A.5.1) pentru o comparație ușoară cu teoria dezvoltată în text.

Deoarece fluxul de curent care parcurge baza este esențial purtat de goluri, putem scrie

$$j_p = q \left(\mu_p n_{e0} + D_p \frac{dn_p}{dx} \right) \approx 0, \quad 0 < x < W. \quad (A.5.1)$$

În condiții de nivel mic de injecție putem scrie

$$n_{e0} \approx N_D = N_D(x), \quad (A.5.2)$$

unde $N_D(x)$ este concentrația efectivă a atomilor donori în bază. Folosind relația Einstein (2.22) obținem

$$\mathcal{E} \cong - \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_D} \cdot \frac{dN_D}{dx}. \quad (\text{A.5.3})$$

Accasta este *intensitatea cîmpului intern din bază*, cîmp care rezultă din distribuția neuniformă a impurităților. În cazul structurii simplu difuzate din figura A.5.1, *a* avem $dN_D/dx < 0$, $\mathcal{E} > 0$. Cîmpul electric este îndreptat de la emitor la colector și autrenează golurile pe direcția lor normală de difuzie, „ajutînd” transportul acestora prin bază. În structura dublu-difuzată $dN_D/dx > 0$, $\mathcal{E} < 0$ (fig. A.5.1, *b*); golurile pot fi însă frîmate de cîmp în vecinătatea emitorului.

● Pentru simplitate vom admite la început o distribuție ca cea din figura A.5.1, *a* și vom aproxima

$$N_D(x) = N_0 \exp(-x/L_D), \quad 0 < x < W, \quad (\text{A.5.4})$$

obținînd din (A.5.3) un cîmp uniform

$$\mathcal{E} = \frac{kT}{qL_D}. \quad (\text{A.5.5})$$

Densitatea curentului de goluri în bază va fi

$$j_p = q \left(\mu_p p_n \mathcal{E} - D_p \frac{dp_n}{dx} \right) = qD_p \left(- \frac{dp_n}{dx} + \frac{p_n}{L_D} \right). \quad (\text{A.5.6})$$

Putem scrie și

$$j_p = qD_p \left(- \frac{dp'_n}{dx} + \frac{p'_n}{L_D} \right), \quad p'_n = p_n - p_{n0}, \quad (\text{A.5.7})$$

deoarece j_p trebuie să se anuleze la echilibru termic ($p'_n = 0$).

Deoarece j_p depinde *liniar* de p'_n , prin înlocuire în ecuația de continuitate se obține o ecuație de difuzie *liniară*. Aplicînd condiții la limită de tipul (5.55), (5.56), vom obține tot o dependență liniară a curenților de factorii $\left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT} - 1\right) \right]$, $\left[\exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT} - 1\right) \right]$, deci ecuații de tipul (5.67), (5.68). Similar, va fi valabil modelul de semnal mare (Ebers-Moll) și relația de reciprocitate (5.94).

● Pentru o distribuție oarecare a donurilor în bază se obține

$$j_p = -qD_p \left(\frac{dp_n}{dx} + \frac{1}{N_D} \cdot \frac{dN_D}{dx} p_n \right) \cong \text{const.} \quad (\text{A.5.8})$$

Ecuația (A.5.8) se integrează în raport cu $p_n = p_n(x)$. Se folosesc condiții la limită similare cu (5.55), (5.56) și se obține relația

$$j_p \cong \frac{qD_p n_i^2}{\int_0^W N_D(x) dx} \exp \frac{qV_{BE}}{kT}. \quad (\text{A.5.9})$$

care pentru $N_D = \text{const.}$ revine la formula (5.85).

○ **Concluzii.** Doparea neuniformă a bazei are următoarele consecințe favorabile:

— micșorează timpul de transport prin bază crescând frecvența maximă de lucru a tranzistorului (anexa 5.2);

— reduce efectul de modulare a grosimii bazei: stratul de sarcină spațială avansează mai greu spre emitor atunci când crește mărimea tensiunii pe colector (crește rezistența de ieșire, scade reacția internă, paragraful 5.83);

— efectul de pătrundere al bazei devine din același motiv extrem de puțin probabil (paragraful 5.5.6).

ANEXA 5.2

DOMENIUL DE FRECVENȚE ÎN CARE ESTE VALABIL CIRCUITUL ECHIVALENT NATURAL

● Dacă se aplică relația (5.233) în regim sinusoidal, se obține următoarea condiție de validitate a circuitului natural

$$\omega\tau_F \ll 1, \quad \tau_F = \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{D_p}. \quad (\text{A.5.10})$$

Această condiție este imprecisă. De fapt și maniera intuitivă în care s-au justificat validitatea modelului de control prin sarcină (paragraful 5.7.3) este discutabilă. Vom deduce acum o condiție mai riguroasă, pe baza teoriei mai generale.

Această teorie mai generală pleacă de la ecuația de continuitate a golurilor în bază. Aici nu se mai neglijează derivata în raport cu timpul. Ținând seama că în baza neutră curentul de purtători minoritari este un curent de difuzie, se obține ecuația de difuzie „modificată” (3.90), pe care o retranscriem aici sub forma

$$D_p \frac{\partial^2 p'_n}{\partial x^2} = \frac{p'_n}{\tau_p} + \frac{\partial p'_n}{\partial t}, \quad p'_n = p_n(x, t) - p_{n0}. \quad (\text{A.5.11})$$

Vom presupune că p'_n are o parte variabilă în timp $\Delta p'_n$, de mărime foarte mică, care se suprapune peste o componentă staționară fără a o modifica. Presupunem apoi că această parte de semnal mic a lui p'_n variază armonic cu frecvența ω și se poate reprezenta printr-un fazor, $\underline{p}'_{n1}(x)$, care este soluția ecuației

$$D_p \frac{d^2 \underline{p}'_{n1}}{dx^2} = \frac{\underline{p}'_{n1}}{\tau_p} + j\omega \underline{p}'_{n1}, \quad (\text{A.5.12})$$

care se mai scrie sub forma

$$\frac{d^2}{dx^2} (\underline{p}'_{n1}) - \frac{s^2}{L_p^2} \underline{p}'_{n1} = 0, \quad (\text{A.5.12})$$

unde

$$s = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \quad (\text{A.5.13})$$

Soluția este de forma

$$\underline{p}_{s1} = A \exp\left(-\frac{s}{L_p} x\right) + B \exp\left(\frac{s}{L_p} x\right), \quad (\text{A.5.14})$$

unde A și B se determină prin condițiile la limită:

$$\underline{p}_{s1} = \underline{p}_{s1}(0) \text{ pentru } x = 0, \quad \underline{p}_{s1} \approx 0 \text{ pentru } x = W. \quad (\text{A.5.15})$$

obținem astfel

$$\underline{p}_{s1}(x) = \underline{p}_{s1}(0) \frac{\text{sh} \frac{s}{L_p} (W - x)}{\text{sh}\left(\frac{s}{L_p} W\right)}. \quad (\text{A.5.16})$$

Calculind *curentul alternativ de colector* ca fiind egal cu componenta alternativă a curentului de difuzie de goluri la $x = W$, găsim

$$I_{a1} = -qA_1 D_p \frac{d}{dx} \underline{p}_{s1}(x) \Big|_{x=W} = \frac{qA_1 D_p s \underline{p}_{s1}(0)}{L_p \text{sh}\left(\frac{W}{L_p} s\right)}. \quad (\text{A.5.17})$$

Vom estima acum fazorul corespunzător *părții alternative a sarcinii de goluri minoritare în exces în bază*

$$\underline{q}_{F1} = qA_1 \int_0^W \underline{p}_{s1}(x) dx = \underline{q}_{F1} \underline{p}_{s1}(0) \frac{\left(\frac{s}{L_p}\right)^{-1} \left[\text{ch}\left(\frac{W}{L_p} s\right) - 1\right]}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p} s\right)}. \quad (\text{A.5.18})$$

Din relațiile (A.5.17) și (A.5.18) obținem

$$\frac{\underline{q}_{F1}}{I_{a1}} = \frac{\text{ch}\left(\frac{W}{L_p} s\right) - 1}{D_p \left(\frac{s}{L_p}\right)^2}, \quad s = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \quad (\text{A.5.19})$$

La frecvențe foarte joase $\omega = 0$, $s = 1$ și \underline{q}_{F1} este în fază cu I_{a1} . Vom determina acum limita de frecvență pînă la care cele două mărimi electrice rămîn în fază. Presupunem

$$\left| \frac{W}{L_p} s \right| < 1 \quad (\text{A.5.20})$$

și dezvoltăm în serie cosinusul hiperbolic. Vom scrie :

$$\frac{q_{F1}}{I_{A1}} \cong \frac{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} s \right)^2 + \dots - 1}{D_p \left(\frac{s}{L_p} \right)^2} = \frac{W}{2D_p} = \tau_p, \quad (\text{A.5.21})$$

care este corespondentul relației (5.196) din modelul de control prin sarcină. De aici rezultă că *frecvența limită pînă la care este valabil circuitul echivalent natural derivat din modelul de control prin sarcină poate fi definită de inegalitatea (A.5.20)*. Ținînd seama că $W \ll L_p$, din (A.5.20) obținem cu o foarte bună aproximație

$$\omega < \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{L_p}{W} \right)^2 = \frac{D_p}{W^2} = \frac{1}{2\tau_F}, \quad (\text{A.5.22})$$

condiție care înlocuiește relația (A.5.10).

Notăm aici că $\tau_p = L_p^2/D_p$ poate fi privit ca timpul mediu de difuzie al gurilor minoritare în exces pînă la distanța L_p . Similar, W^2/L_p poate fi considerat ca timpul de difuzie a purtătorilor minoritari prin bază. Condiția (A.5.22) cere ca acest timp să fie mai scurt decît $T/2\pi$, unde T este perioada semnalului aplicat.

Frecvența limită f_β definită de relațiile (5.294), (5.295) se scrie succesiv (paragrafele 5.8.1 și 5.10.1) :

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{v_e}}{C_{v_e} + C_{v_c}} \cong \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{v_e}}{C_{v_e}} = \frac{1}{2\pi\tau_{BF}} = \frac{1}{2\pi\beta_F\tau_F}, \quad (\text{A.5.23})$$

deci domeniul de validitate al circuitului echivalent se extinde la frecvențe substanțial mai ridicate decît f_β .

Cu totul alta este situația cu **frecvența de tăiere $f_T = 1/2\pi\tau_F$** (paragraful 5.10.1). Deoarece $\omega_T = 2\pi f_T = 1/\tau_F$, ne găsim la dublul frecvenței limită definite de relația (A.5.22). Aceasta înscamnă că circuitul echivalent nu este adecvat pentru calculul lui β la frecvența la care $\beta = 1$, iar expresiile (5.298) și (5.299) definesc o frecvență de tăiere extrapolată (de fapt f_T se și determină prin extrapolare).

În context mai prezintă interes **frecvența limită f_a asociată amplificării în curent în conexiune bază comună (BC)**, cu ieșirea în scurtcircuit. Factorul de amplificare în curent corespunzător este definit de

$$\underline{\alpha} = \frac{I_{c1}}{I_{e1}}, \quad (\text{A.5.24})$$

calculat de pe figura A.5.2. Neglijînd efectul lui r_{be} calculăm de fapt un factor de amplificare în curent al tranzistorului intern

$$\underline{\alpha}_{int} = \frac{I_{c1}}{I_{e1}} \Big|_{r_{be}=0}. \quad (\text{A.5.25})$$

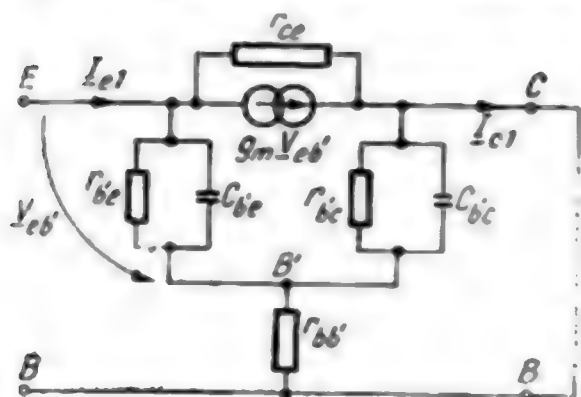


Fig. A. 5.2

Cu $g_m \gg g_{v_s}$ găsim

$$\underline{\alpha}_{\omega} = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega'_{\alpha, \omega}}}, \quad (\text{A.5.26})$$

unde

$$\alpha_0 = \frac{g_m}{g_m + g_{v_s}} = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1} = \alpha_F; \quad (\text{A.5.27})$$

$$\omega'_{\alpha, \omega} = \frac{g_m + g_{v_s}}{C_{v_s}} \cong \frac{g_m}{C_{v_s}} \cong \omega_T = 2\pi f_T, \quad (\text{A.5.28})$$

deci $f'_{\alpha, \omega}$ definit de relația (A.5.26) este aproximativ egal cu frecvența de tăiere, f_T .

Dar, așa cum am arătat mai sus, circuitul echivalent nu este valabil pînă la o frecvență atît de ridicată. Deci $\omega'_{\alpha, \omega}$ nu corespunde definiției, *nu este adevărata frecvență limită corespunzătoare amplificării* (A.5.25).

Dacă neglijăm curentul de electroni al emitorului, atunci I_{e1} poate fi calculat prin analogie cu I_{e1} din relația (A.5.17):

$$I_{e1} = -qA_J D_p \left. \frac{d}{dx} p'_{n1}(x) \right|_{x=0} = \frac{qA_J D_p}{L_p} \cdot \frac{sp'_n(0)}{\text{sh} \frac{W}{L_p} s} \text{ch} \frac{W}{L_p} s \quad (\text{A.5.29})$$

$$\underline{\alpha}_{\omega} = \frac{I_{e1}}{I_{e1}} = \frac{1}{\text{ch} \frac{W}{L_p} s} = \frac{1}{\text{ch} \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p}}, \quad (\text{A.5.30})$$

expresie care ține cont de difuzia și recombinarea golurilor minoritare în bază. Pentru $\omega = 0$ se obține $\alpha_0 = \beta_1 = \alpha_F$ (cu $\gamma_E = 1$), unde factorul de transport β_1 este dat de relația (5.66). În formula (A.5.30) vom presupune $W \ll L_p$ și vom aproxima

$$s = \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \cong \sqrt{j\omega\tau_p}, \quad (\text{A.5.31})$$

pentru a calcula $\omega_{\alpha, \omega}$, la care $|\underline{\alpha}_{\omega}| = \alpha_0/\sqrt{2}$. Calculele dau

$$\begin{aligned} \omega_{\alpha, \omega} &= 2,43 \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{L_p}{W} \right)^2 = 2,43 \frac{D_p}{W^2} = \frac{1,215}{\tau_p} = 1,215 \frac{g_m}{C_{dE}} = \\ &= 1,215 \frac{g_m}{C_{v_s}} \cong 1,215 \omega_T, \end{aligned} \quad (\text{A.5.32})$$

deci o corecție la relația (A.5.28).

Se vede imediat că în jurul frecvenței $\omega_{\alpha, \omega}$ aproximația (A.5.31) este într-adevăr justificată.

○ **Observație.** Desigur, datorită neglijărilor de mai sus expresia calculată pentru ω_{α} nu are decît o valoare orientativă. Cu alte cuvinte, există și alte constante de timp care limitează răspunsul în frecvență al tranzistorului

În afara timpului de difuzie a golurilor prin bază $W^2/L_p = 2 \tau_F^*$). Alte limitări intervin datorită:

- timpului de tranzit al golurilor prin regiunea de sarcină spațială a colectorului;
- constantei de timp τ_W , C_V , de încărcare a capacității bază-colector prin rezistența distribuită a bazei (a se vedea și paragraful 5.10.2);
- constantei de timp de încărcare a capacității de barieră a emitorului;
- constantei de timp de încărcare a capacității colector-substrat (fig. 5.8, b), care apare în paralel cu joncțiunea colector-bază prin conectarea (în curent alternativ) a substratului la masă, prin rezistența serie a colectorului.

ANEXA 5.3

DEPENDENȚA PARAMETRIILOR CIRCUITULUI ECHIVALENT NATURAL DE CONDIȚIILE DE LUCRU

Circuitul echivalent natural prezentat în subcapitolul 5.8 este reluat în figura A.5.3 într-o variantă simplificată. Am luat în considerare pe C_V , neglijând pe τ_W .

Neglijarea s-a făcut pe baza următoarelor considerente: În schema din figura 5.75 grupurile conductanță-capacitate corespunzătoare celor două joncțiuni au exact aceeași constantă de timp. Ulterior seiau în considerare și capacitățile de barieră. Capacitatea de barieră a joncțiunii emitorului are un efect nesemnificativ, dar cea a joncțiunii colectorului mărește considerabil constanta de timp a grupului RC amplasat între colector și bază (a se vedea de pildă datele numerice din figura 5.76). Ca urmare, în domeniul de frecvențe în care C_V începe să aibă efect, rezistența r_{be} este practic scurtcircuitată de C_V , și ca urmare nu a mai fost reprezentată din figura A.5.3.

Dependența prezisă de teorie pentru parametrii circuitului echivalent apare în tabelul A.5.1. Pentru simplitate se presupune $\gamma_B = 1$ și $\tau_{BF} = \tau_p$. Fără îndoială că în situațiile reale teoria elementară nu este riguros satisfăcută, deoarece o serie de presupuneri sînt rareori sau deloc realiza-

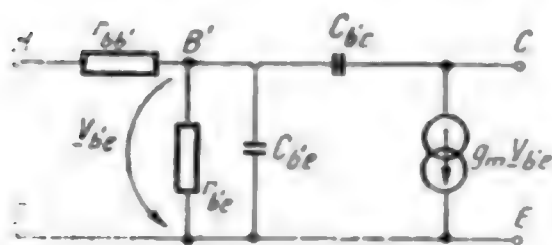


Fig. A. 5.3

bile (model unidimensional, joncțiuni abrupte, nivel mic de injecție). Totuși se constată că sensul de variație prezis de teoria simplă se menține. În aceste condiții formulele ne pot ajuta la extrapolarea unor parametri de catalog la alte condiții decât cele indicate. Extrapolarea trebuie făcută cu prudență, în condiții nu prea îndepărtate de cele de referință.

* Acest timp poate fi micșorat (de pildă de două ori) datorită timpului intern în bază (Anexa 5.1.) Alte modificări apar la nivele mari de injecție.

Variația parametrilor circuitului echivalent natural cu tensiunea, curentul și temperatura

Parametrul	Relația teoretică	Variația cu creșterea		
		I_C	V_{CE}	T
β_m	$\frac{qI_C}{kT}$	crește linear	constant (independent)	invers proporțional
g_{V_C}	$\beta_m \frac{W^2}{2D_p \tau_p}$	crește linear	scade	scade mai rapid decît invers proporțional
$C_{V_C} \approx C_{dE}$	$\beta_m \cdot \frac{W^2}{2D_p}$	crește linear	scade	variație slabă
C_{V_C}	$\approx \text{const } (V_{CE})^{-n}$	constant (independent)	scade	independent
r_W	—	scade la curenți mari	—	crește
β_0	β_m / g_{V_C}	independent	crește	crește

● În legătură cu dependența de curentul de lucru remarcăm că r_W începe să scadă cu I_C dincolo de un anumit nivel de curent datorită fenomenului de aglomerare a curentului la periferia emitorului (fig. 5.71). Teoretic β_0 este independent de curent*. În realitate, într-o plajă mai largă de curenți se constată o astfel de dependență.

Cazul reprezentat în figura A.5.4 este fericit: variația este neobișnuit de mică ($\pm 5\%$ pe cinci decade de curent).

● Dependența de tensiunea de colector a lui g_{V_C} și C_{V_C} este rezultatul modulării grosimii bazei. Dependența $C_{V_C} \sim |V_{CE}|^{-n}$ (unde $n = 1/2$ pentru joncțiuni abrupte și $n = 1/3$ pentru joncțiuni gradate liniar) este evident o simplificare pentru tensiuni de colector suficient de mari (cel puțin cîțiva volți).

Dependența lui r_W de V_{CE} este incertă. Dacă fenomenul de aglomerare a curentului poate fi neglijat (la curenți mici), atunci r_W crește odată cu creșterea lui $|V_{CE}|$ deoarece baza se îngustează.

● Dependența de temperatură se discută în situația în care punctul de funcționare este fix. În circuitele reale variațiile punctului de funcționare (I_C , V_{CE}) cu temperatura pot duce la variații mai mari ale parametrilor decît variațiile directe cu temperatura.

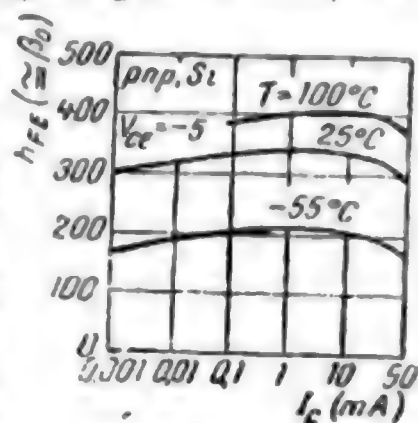


Fig. A. 5.4

* g_{V_C} nu se calculează cu formula din tabel (τ_p nu este cunoscut), ci cu relația $g_{V_C} = \beta_m / \beta_0$, unde β_m este calculat, iar β_0 — măsurat.

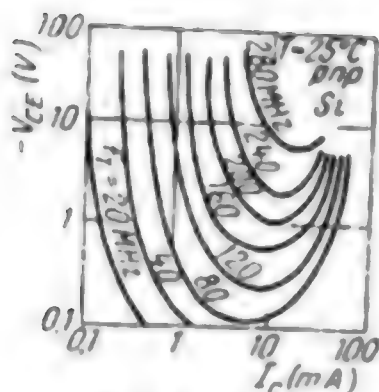


Fig. A. 5.5

În relațiile teoretice: W este independent de temperatură, τ_p crește cu creșterea temperaturii (mișcarea termică mai rapidă face mai puțin probabilă captarea de către centrii de recombinare). În timp ce D_p scade cu creșterea temperaturii. Deoarece $D_p = \mu_p kT/q$ iar (orientativ) $\mu \sim T^{-2.5}$, putem presupune $D_p \sim T^{-1.5}$. C_{V_s} are o variație slabă cu temperatura (probabil crește ușor cu creșterea lui T). $\tau_{V_s} = 1/g_{V_s}$ crește sigur cu temperatura. Dacă se dă variația cu temperatura lui $\beta_0 (d\beta_0/dT > 0)$, atunci se deduce $\tau_{V_s} \sim T\beta_0(T)$, deci crește mai rapid decît direct proporțional.

● **Dependența frecvenței de tăiere de condițiile de lucru.** În paragraful 5.10.1 se definește frecvența de tăiere $f_T \approx g_m/2\pi C_{V_s}$. Această frecvență limită de lucru a dispozitivului ar trebui să crească cu creșterea lui $|V_{CE}|$ (deoarece C_{V_s} scade) și de asemenea să crească cu I_C . Dependența experimentală este reprezentată în figura A.5.5 sub formă de curbe $f_T = \text{const.}$ în planul $I_C - V_{CE}$. Se observă că la $V_{CE} = \text{const.}$ f_T crește într-adevăr cu I_C , dar numai la curenți suficienți de mici.

Abaterrea de la curenți mari nu trebuie să surprindă, deoarece teoria noastră nu acoperă și situația de la nivele mari de injecție.

ANEXA 6.1

TEORIA TRANZISTORULUI CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCȚIUNE

Calculul caracteristicilor statice ale TECJ la o tensiune v_{DS} oarecare întîmpină următoarea dificultate: în dispozitiv există *cîmpul transversal* (perpendicular pe joncțiunea poartă-canal) creat de tensiunea v_{GS} și *cîmpul longitudinal* (pe direcția x , de curgere a curentului) care este rezultatul aplicării tensiunii v_{DS} . De fapt trebuie găsită distribuția bidimensională a cîmpului electric (în planul figurii 6.6). Aceasta este o problemă dificilă (rezolvarea ecuației Poisson) care are o soluție analitică numai pentru configurații geometrice particulare.

Teoria dezvoltată aici se bazează pe *aproximația graduală a lui Schockley*. Se presupune că variația lărgimii canalului pe direcția sursă-drenă se face suficient de lent pentru ca în fiecare plan perpendicular pe direcția x să se poată aplica rezultatele modelului unidimensional. Se calculează astfel extinderea regiunii de sarcină spațială, neglijînd cîmpul electric longitudinal (de intensitate comparativ redusă). Notînd cu $V(x)$ potențialul canalului la distanța x de sursă și folosind relațiile (6.1) și (6.3) obținem:

$$b(x) = a \left[1 - \left(\frac{V(x) + \Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{A.6.1})$$

Dacă $V_{GS} - V(x) > V_T$ în orice punct al canalului, acesta este deschis și la distanța x de sursă densitatea de curent va fi:

$$J_s = q\mu_n N_D \left[-\frac{dV(x)}{dx} \right], \quad (\text{A.6.2})$$

unde $-dV(x)/dx$ este intensitatea cîmpului electric longitudinal (pe direcția x). Intensitatea curentului I_s se obține înmulțind J_s cu secțiunea canalului neutru $2b(x)W$. Ca urmare

$$I_s = -2Wb(x)q\mu_n N_D \frac{dV(x)}{dx} = -G_0 \frac{b(x)L}{a} \cdot \frac{dV(x)}{dx}, \quad (\text{A.6.3})$$

Dar curentul I_s trebuie să fie egal cu I_D , independent de x . Din (A.6.3) rezultă un cîmp electric $-dV(x)/dx$ neuniform. Nu este însă necesar să calculăm acest cîmp pentru a determina curentul I_D . Folosind relația evidentă

$$I_D = \frac{1}{L} \int_0^L I_s dx = -\frac{G_0}{a} \int_0^L b(V) dV, \quad (\text{A.6.4})$$

unde $b(V)$ este dat de relația (A.6.1) ($V(0) = 0$ și $V(L) = V_{DS}$). Se obține astfel *ecuația caracteristicilor*

$$I_D = G_0 \left\{ V_{DS} - \frac{2}{3} (\Phi_{B0} - V_T)^{-1/2} [(v_{DS} + \Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2} - (\Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2}] \right\}. \quad (\text{A.6.5})$$

Conductanța de drenă la semnale mici în punctul de funcționare definit de tensiunile V_{DS} , V_{GS} este

$$g_d = \left. \frac{\partial I_D}{\partial v_{DS}} \right|_{v_{DS}, v_{GS}} = G_0 \left[1 - \left(\frac{V_{DS} + \Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{A.6.6})$$

La tensiuni de drenă foarte mici se obține conductanța corespunzătoare regiunii liniare a caracteristicilor

$$g_{d0} = g_d|_{v_{DS} \rightarrow 0} = G_0 \left[1 - \left(\frac{\Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{A.6.7})$$

și prin neglijarea lui Φ_{B0} se reobține relația (6.7) din text.

Relația (A.6.6) arată că g_d scade atunci cînd V_{DS} crește, justificînd astfel curbura caracteristicilor $v_{GS} = \text{const.}$ din figura 6.5. Pentru tensiunea $V_{DS} = V_{GS} - V_T$ conductanța (A.6.6) se anulează: aceasta este chiar tensiunea „de saturație” (6.12) la care tangenta la curbă ajunge orizontală.

Curentul „de saturație” se obține din relația (A.6.5) pentru $v_D = v_{DS, sat} = v_{GS} - V_T$:

$$i_{D, sat} = G_0 \left\{ v_{GS} - V_T - \frac{2}{3} (\Phi_{B0} - V_T)^{-1/2} [(\Phi_{B0} - V_T)^{3/2} - (\Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2}] \right\} \quad (\text{A.6.8})$$

și se mai poate pune și sub forma :

$$i_{D, sat} = G_0 \left\{ (v_{GS} - \Phi_{B0}) \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{\Phi_{B0} - v_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T} \right)^{1/2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} (\Phi_{B0} - V_T) \right\}. \quad (A.6.9)$$

Relația $i_{D, sat} = i_{D, sat}(v_{GS})$ este chiar ecuația caracteristicii de transfer pentru $v_{DS} > v_{DS, sat}$. Se poate arăta că o dependență parabolică de forma (6.14) reprezintă o aproximație rezonabilă a caracteristicii teoretice.

Regiunea de saturație este regiunea normală de lucru a TECJ lucrînd ca amplificator. Teoria dă aici $g_d = 0$ (în realitate există o conductanță g_d finită) precum și o pantă (transconductanță) care se obține din relația (A.6.8) :

$$g_{m, sat} = \left. \frac{\partial i_{D, sat}}{\partial v_{GS}} \right|_{v_{GS}} = G_0 \left[1 - \left(\frac{\Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T} \right)^{1/2} \right], \quad (A.6.10)$$

care are proprietatea foarte interesantă

$$g_{m, sat}(V_G) = g_{d0}(V_{GS}) \quad (A.6.11)$$

(deci panta din regiunea de saturație este egală cu conductanța din regiunea liniară la aceeași valoare a lui V_{GS}).

○ **Notă.** În verificarea experimentală a teoriei trebuie să ținem seama de efectul rezistențelor parazite în serie cu canalul lîngă sursă (r_s) și lîngă drenă (r_d). Dacă g_{d0}^* este conductanța măsurată în regiunea liniară și g_{d0} este conductanța canalului (în serie cu r_s și r_d), atunci

$$g_{d0}^* = \frac{g_{d0}}{1 + (r_s + r_d)g_{d0}} < g_{d0}. \quad (A.6.12)$$

Rezistența serie de lîngă sursă, r_s , determină de asemenea reducerea pantei măsurate în regiunea de saturație :

$$g_{m, sat}^* = \frac{g_{m, sat}}{1 + r_s g_{m, sat}} < g_{m, sat}. \quad (A.6.13)$$

Acest ultim rezultat poate fi obținut tratînd r_s ca o rezistență exterioră transistorului (calculule se fac cu $g_d = 0$).

ANEXA 6.1

ALTE DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE CU JONCTIUNI

A.8.1. Cîrcuite cu dispozitive multijoncțiune

În numeroase aplicații unde este necesar să reglăm curentul în sarcină : sudura electrică, instalații de iluminat, comanda vitezei unui motor ș.a., aceasta se realizează fie variînd tensiunea din secundarul unui transforma-

tor, fie introducând un reostat în serie cu sarcina. Prima soluție este costisitoare, iar a doua nu convine datorită pierderilor pe reostat. Întrebuințarea dispozitivelor multijuncțiune de tip tiristor sau triac rezolvă problema — atât din punctul de vedere al costului, cât și al randamentului. În continuare ne vom referi la *controlul puterii de c.c. în sarcină* (redresorul comandat) și la *controlul puterii de c.a. în sarcină*. Acestea sînt numai două dintre întrebuințările foarte numeroase ale dispozitivului multijuncțiune: *circuite de impulsuri* (oscilatoare de relaxare, oscilatoare de tensiune liniar-variabilă, numărătoare), *circuite pentru conversia energiei electrice* (invertoare, convertoare), *contactoare statice, relee electronice*.

A.8.1.1. Redresor comandat cu tiristor

● Dacă aplicăm unui tiristor o tensiune alternativă între anod și catod, dispozitivul se va bloca în alternanțele negative (cînd tensiunea anodică scade sub tensiunea de menținere V_H), dacă în alternanțele pozitive amorsăm tiristorul printr-un semnal de comandă sincronizat cu tensiunea anodică. Curentul continuu prin sarcină poate fi variat prin schimbarea momentului din semiperioada pozitivă în care tiristorul este comutat în conducție. Acesta este **principiul de funcționare al unui redresor comandat**.

● **Schema bloc** este dată în figura A.8.1. D este un dispozitiv comutator legat în serie cu poarta tiristorului. Cînd tensiunea v_c , furnizată de circuitul de comandă CC depășește tensiunea de autoamorsare V_{BO} a dispozitivului D , acesta intră în conducție, pe el căzînd tensiunea de menținere V_{HD} — practic independentă de curentul i_D . Condiția $v_c = V_{BO}$ este îndeplinită la unghiul $\omega t = \varphi$ numit *unghi de întârziere* (fig. A.8.2). Odată cu intrarea în conducție a dispozitivului comutator D se amorsează tiristorul, curentul i_D prin D fiind în același timp curentul de comandă i_G al porții tiristorului. Căderea de tensiune pe tiristor în conducție este $V_H \approx 1V$, independentă de curentul i_L . Cînd tensiunea v_A scade sub tensiunea V_H ,

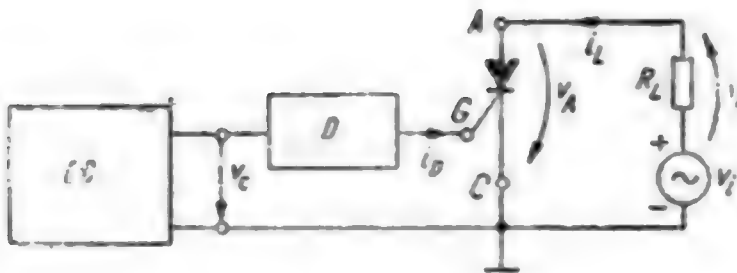


Fig. A. 8.1

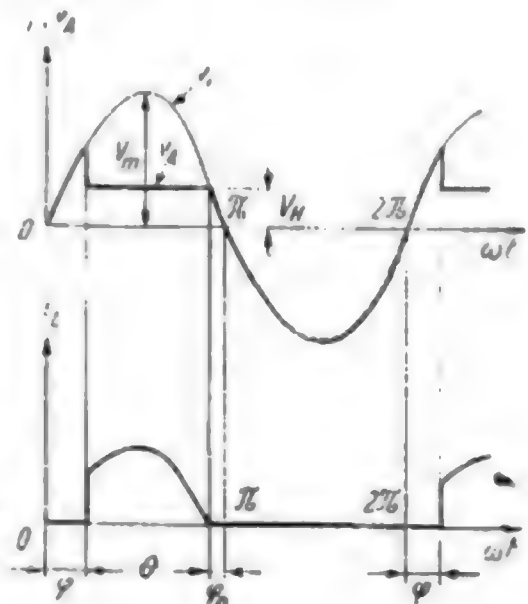


Fig. A. 8.2

de menținere a tiristorului, acesta se blochează (la unghiul $\pi - \varphi_0$). Curentul prin tiristor este :

$$i_L = \begin{cases} \frac{v_i - V_H}{R_L} = \frac{V_m \sin \omega t - V_H}{R_L}, & \varphi < \omega t < \pi - \varphi_0; \\ 0, & 0 < \omega t < \varphi, \pi - \varphi_0 < \omega t < 2\pi. \end{cases} \quad (\text{A.8.1})$$

Curentul mediu (componenta continuă a lui i_L) prin sarcină va fi :

$$I_{L0} = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{\pi - \varphi_0} i_L d(\omega t) = \frac{1}{2\pi R_L} \int_{\varphi}^{\pi - \varphi_0} (V_m \sin \omega t - V_H) d(\omega t),$$

care conduce la :

$$I_{L0} = \frac{V_m}{2\pi R_L} \left[\cos \varphi + \cos \varphi_0 - \frac{V_H}{V_m} (\pi - \varphi_0 - \varphi) \right]. \quad (\text{A.8.2})$$

Unghiul $\theta = \pi - \varphi_0 - \varphi$ se numește *unghi de conducție*, iar unghiul φ_0 este dat de $V_H = V_m \sin \varphi_0$. Pentru valori mari ale amplitudinii tensiunii alternative, raportul V_H/V_m este mic, iar unghiul φ_0 neglijabil, și relația (A.8.2) devine :

$$I_{L0} = \frac{V_m}{2\pi R_L} (1 + \cos \varphi). \quad (\text{A.8.3})$$

Tensiunea continuă pe sarcină este :

$$V_{L0} = \frac{V_m}{2\pi} (1 + \cos \varphi). \quad (\text{A.8.4})$$

care pentru $\varphi = 0$ se reduce la valoarea medie a tensiunii redresate monoalternanță $V_{L0} = V_m/\pi$ (capitolul 15). Relația (A.8.4) arată că tensiunea continuă pe sarcină poate fi variată modificând poziția la care tensiunea de comandă v_c depășește tensiunea V_{BO} de autoamorsare a dispozitivului D . Domeniul de variație al tensiunii redresate V_{L0} este între zero ($\varphi = \pi$, tiristorul blocat tot timpul) și $V_{L0} = V_m/\pi$, valoarea maximă ce se obține pentru $\varphi = 0$, cînd tiristorul se amorsează la începutul alternanței pozitive.

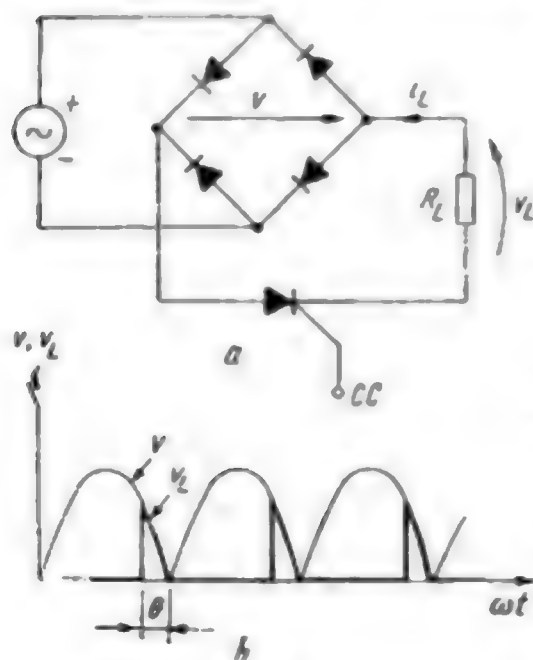


Fig. A. 8.3

● În figura A.8.3, a este dată schema de principiu a unui redresor comandat dublă alternanță, folosind o punte cu diode și un tiristor, iar în figura A.8.3, b se prezintă forma de undă a tensiunii dublu redresate v și a tensiunii v_L pe sarcină.

Circuitul de comandă a porții tiristorului (CC — fig. A.8.1) trebuie să furnizeze un impuls sincronizat cu tensiunea

nea alternativă v_i și defazat față de începutul alternanței pozitive cu un unghi variabil. Circuitul de comandă este de obicei un oscilator de relaxare (fig. A.8.4, a). Condensatorul C se încarcă prin rezistența R de la sursa de tensiune continuă până ce dioda $pnpn$ ajunge la tensiunea de autoaprindere V_{BO} , cînd comută direct. Acum condensatorul se descarcă prin poarta tiristorului la masă, către tensiunea de menținere V_{HD} a diodei $pnpn$ (fig. A.8.4, b). Curentul de descărcare al condensatorului comută direct tiristorul la un moment determinat de constanta de timp RC . Terminarea impulsului de comandă nu are nici o influență asupra tiristorului, acesta rămînînd în conducție pînă la anularea tensiunii anodice. După descărcare condensatorul păstrează tensiunea V_{HD} dacă — atît tiristorul cît și dioda $pnpn$ — rămîn în conducție. Pentru ca dioda să rămînă în conducție, curentul i_D trebuie să depășească curentul de menținere I_{HD} . Dacă i_D scade sub I_{HD} , dioda se blochează, iar condensatorul se încarcă înainte de începutul alternanței negative. Cînd tensiunea pe anodul tiristorului devine negativă (se neglijează tensiunea de menținere pe tiristor: $V_H \approx 0$), acesta se blochează, joncțiunea sa de catod se polarizează invers, iar dioda de asemenea se blochează. Condensatorul începe să se încarce de la V_{HD} spre V cu constanta de timp RC :

$$v_c(t) = V_{HD} = (V - V_{HD})[1 - \exp(-t/RC)]. \quad (\text{A.8.5})$$

Timpul de încărcare al condensatorului este dat de relația:

$$v_c(t_d) = V_{BO}, \quad t_d = RC \ln \frac{V - V_{HD}}{V - V_{BO}}, \quad (\text{A.8.6})$$

fiind legat de unghiul de conducție prin relația:

$$\omega t_d = 2\pi - \theta \quad (\text{A.8.7})$$

Relația între unghiul de conducție și cel de întârziere este:

$$\theta + \varphi = \pi \quad (\text{A.8.8})$$

dacă se neglijează tensiunea de menținere pe tiristor.

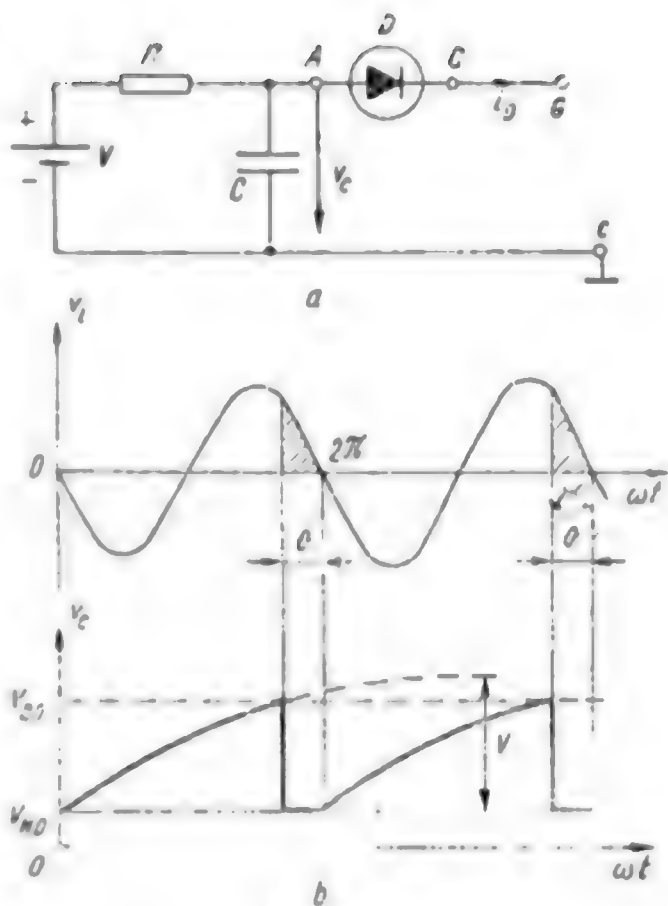


Fig. A. 8.4

A.8.1.2. Circuite pentru controlul puterii de curent alternativ

● În figura A.8.5, *a* se prezintă o schemă de principiu pentru reglarea puterii de c.a. în sarcină folosind două tiristoare, iar în figura A.8.5, *b* cele două tiristoare se înlocuiesc cu un triac. Figura A.8.5, *c* prezintă formele de undă ale tensiunii de intrare v_i și ale tensiunii pe sarcină v_L , de unde rezultă că reglajul se realizează aplicând pe sarcină tensiunea de intrare un timp mai scurt decât jumătate de perioadă în fiecare alternanță. Unghiul de întârziere și puterea în sarcină sînt reglate cu ajutorul circuitului de comandă.

● În figura A.8.6 se prezintă o schemă pentru „reglaj de lumină”. Reglajul se obține cu un triac în poarta căruia se află un diac cu tensiunea de autoaprindere de 20V. Cînd condensatorul C_2 se încarcă la 20V, diacul comută direct și C_2 se descarcă prin poarta triacului, basculîndu-l direct în ambele alternanțe ale tensiunii de c.a. Puterea în sarcina R_L și deci intensitatea luminii produse sînt variate modificînd unghiul de conducție al triacului. Schema poate comanda o putere de 800 W.

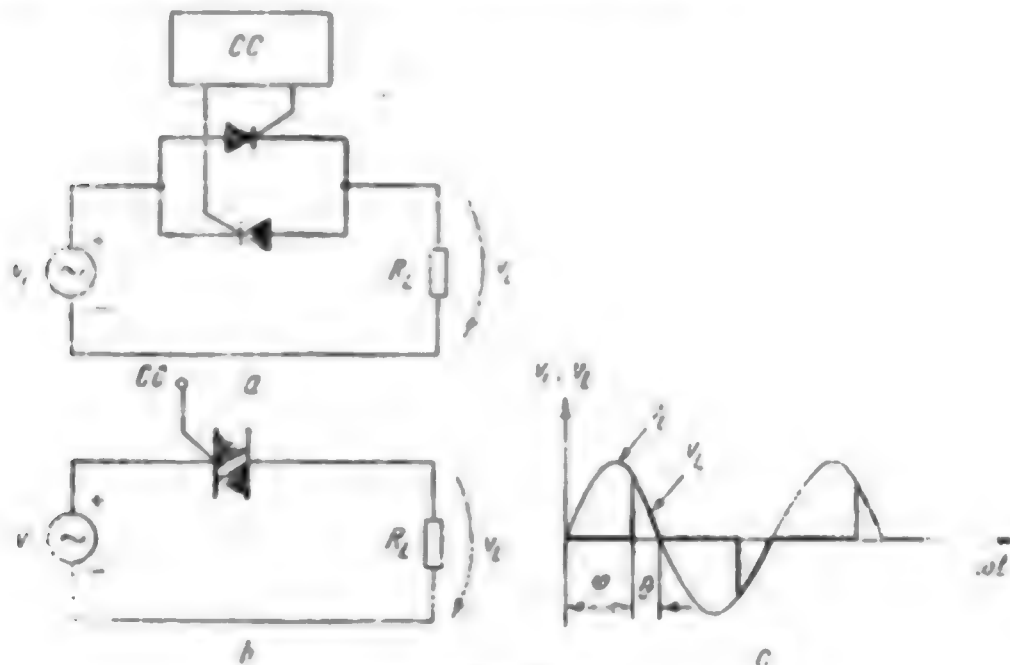


Fig. A. 8.5

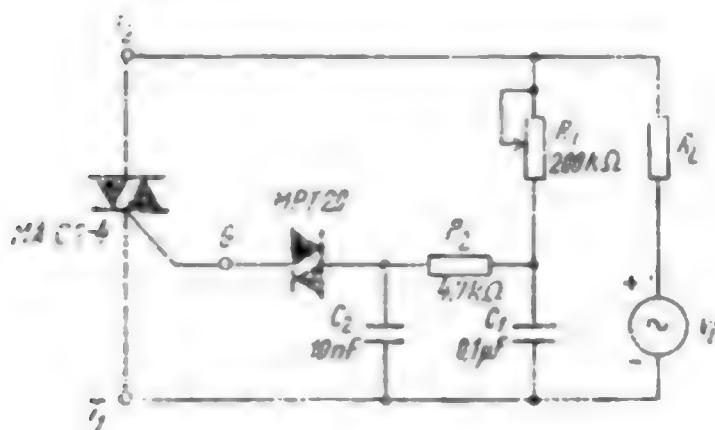


Fig. A. 8.6

A.8.2. Circuite cu tranzistoare unijoncțiune

Tranzistoarele unijoncțiune se folosesc în oscilatoarele de relaxare în circuitele de comandă ale tiristoarelor, precum și în circuite de comutație.

● Oscilatorul de relaxare este circuitul de bază în cele mai multe aplicații ale tranzistorului unijoncțiune. În figura A.8.7, *a* se arată schema de bază a unui oscilator de relaxare cu TUJ, iar în figura A.8.7, *b* se prezintă formele de undă ce se obțin în emitor și în baza B_1 . La aplicarea tensiunii de alimentare V_1 , condensatorul C_T se încarcă prin rezistența R_T spre tensiunea V_1 . Când tensiunea v_{CT} pe condensator atinge tensiunea de vîrf V_P a TUJ, acesta intră în conducție și condensatorul se descarcă prin joncțiunea EB_1 către tensiunea zero. Când însă v_{CT} ajunge la valoarea tensiunii de vale V_V , TUJ se blochează și procesul se repetă. TUJ este blocat în timpul t_b și conduce în timpul t_c . În perioada de conducție apare un impuls pozitiv de tensiune în B_1 și un impuls negativ în B_2 .

În figura A.8.8 se prezintă schema unui oscilator de relaxare cu TUJC. Când tensiunea pe condensatorul C_T devine mai mică decît tensiunea de vîrf V_P , TUJC se deschide și C_T se va descărca prin joncțiunea EB_1 etc. În B_1 apare un impuls de tensiune negativ, iar în B_2 — un impuls pozitiv.

În figura A.8.9 se arată schema unui oscilator de relaxare cu TUJP. După alimentare, C_T se încarcă prin R_T . Când tensiunea v_A atinge valoarea

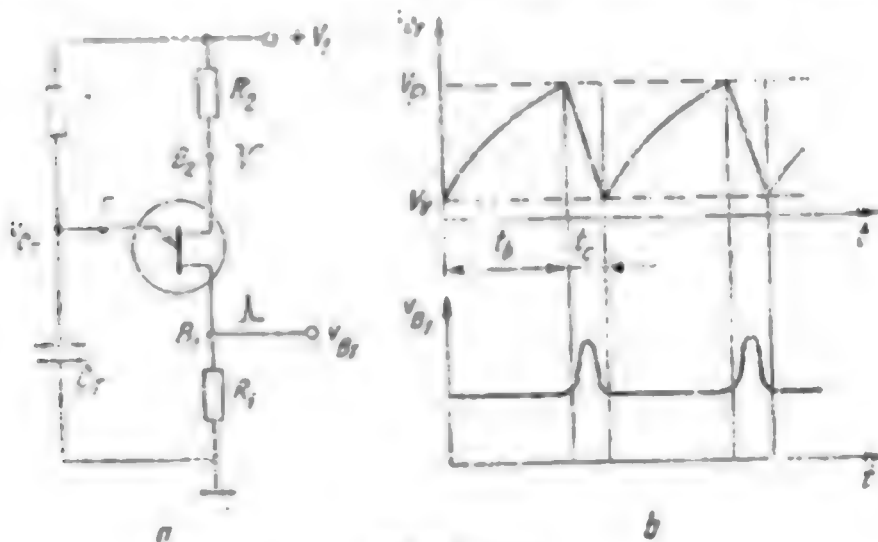


Fig. A. 8.7

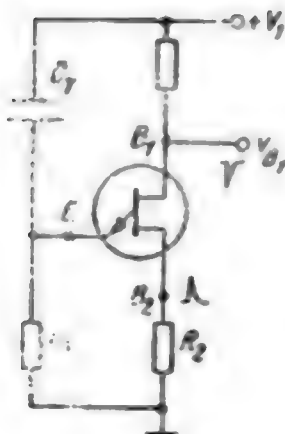


Fig. A. 8.8

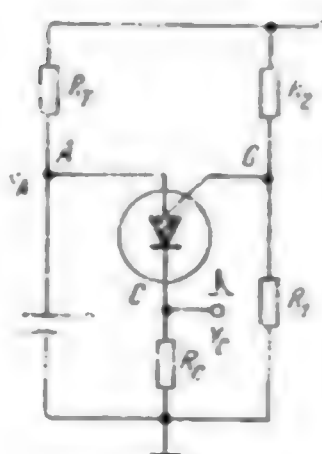


Fig. A. 8.9

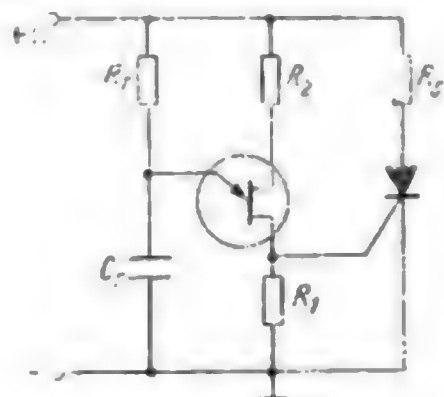


Fig. A. 8.10

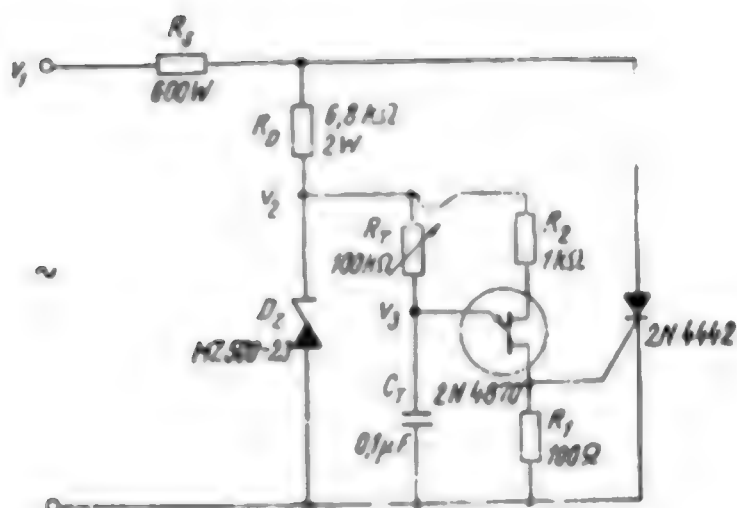


Fig. A. 8.11

de vîrf $V_p = V_s + V_v$, TUJP se amorsează și C_T se descarcă prin rezistența scăzută a regiunii anod-catod pînă la atingerea tensiunii de vale V_v și TUJP se blochează etc. În catod, pe rezistența R_C , se obține un impuls de tensiune pozitiv.

● Oscilatoarele de relaxare cu tranzistoare unijuncțiune permit realizarea unor circuite simple de comandă a aprinderii tiristoarelor și triacurilor.

În figura A.8.10 se arată un oscilator de relaxare cu TUJ ce furnizează impulsul de comandă al unui tiristor alimentat în c.c. După alimentarea tiristorului, TUJ rămîne în conducție.

○ Notă. Cînd tiristorul este alimentat în c.a. (pentru a permite controlul puterii dezvoltate în sarcină prin comanda unghiului de întârziere a intrării sale în conducție), oscilatorul de relaxare se alimentează tot în c.a. pentru a realiza sincronizarea impulsurilor de comandă.

În figura A.8.11 se prezintă un circuit de comandă monoalternanță a unui tiristor, realizat cu TUJ. Rezistența R_D și dioda D_z joacă rolul unui limitator al tensiunii de alimentare a circuitului de comandă, astfel încît sinusoida v_1 (fig. A.8.12) este limitată la tensiunea v_2 (în alternanța negativă, tensiunea este limitată la valoarea căderii de tensiune în polarizare directă pe D_z). Ca urmare, valoarea instantanee a tensiunii de vîrf v_p a TUJ (curba punctată în figura A.8.12) va trece prin zero la sfîrșitul fiecărei alternanțe. Curba v_3 reprezintă tensiunea la bornele condensatorului, care, cînd devine

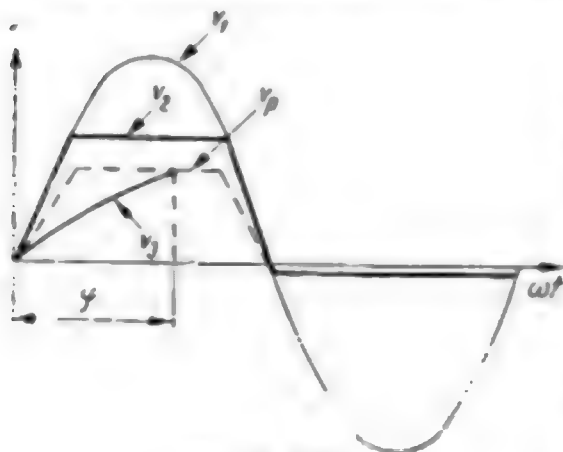


Fig. A. 8.12

egală cu v_p , comută în conducție TUJ și tiristorul. Unghiul de întârziere φ este reglat prin R_T . Deoarece v_2 și v_p trec prin zero la sfîrșitul fiecărei alternanțe, rezultă că la aceste momente TUJ comută direct și descarcă condensatorul C_T astfel că procesul de încărcare al acestuia de la tensiunea zero are loc la începutul fiecărei alternanțe, realizîndu-se sincronizarea circuitului de comandă cu tensiunea rețelei de alimentare. După amorsarea tiristorului, sub acțiunea primului impuls de comandă furnizat de TUJ,

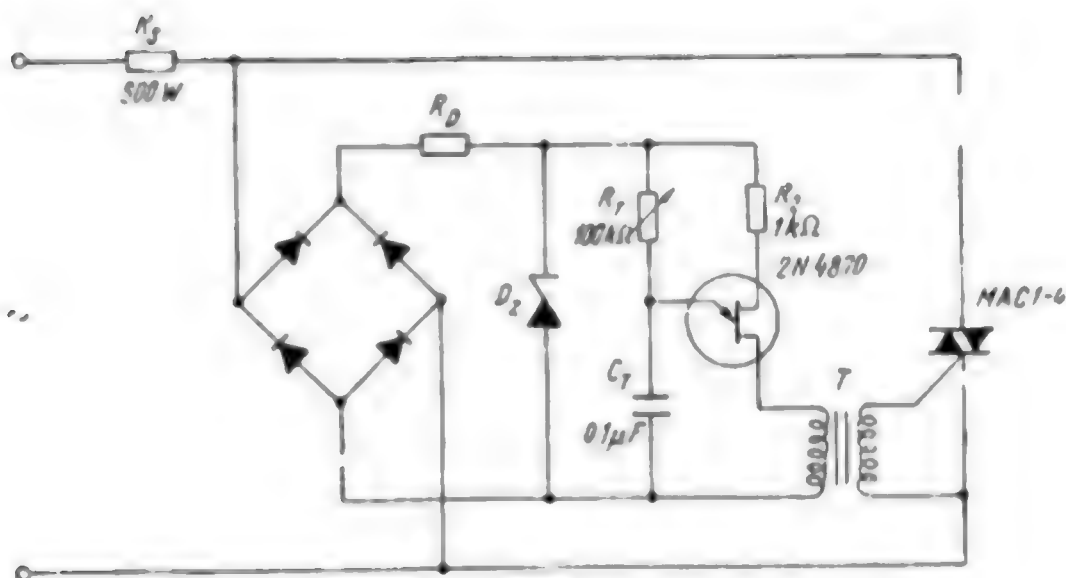


Fig. A. 8.13

condensatorul se reîncarcă, fiind posibilă producerea a încă unui număr de impulsuri inactice pe poarta tiristorului.

În figura A.8.13 se arată un circuit de comandă dublă alternanță al unui triac, realizat cu TUJ. Întrucât triacul necesită impulsuri de comandă în fiecare alternanță, se folosește o punte pentru redresarea tensiunii rețelei care ulterior este limitată de grupul R_D , D_2 . Procesele desfășurate în alternanțele pozitive (fig. A.8.12) vor avea loc acum și în alternanțele negative. Rezistența R_1 din baza B_1 a TUJ a fost înlocuită cu un transformator de impulsuri.

ANEXA 11.

A.11. REGIMUL DE COMUTARE AL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

A.11.1. Diode semiconductoare pentru comutare

În capitolul 11 am văzut că timpii de comutare depind de diodă prin timpul de viață al purtătorilor minoritari și prin capacitatea de barieră, parametri ce se reduc tehnologic în diodele de comutare. Prin dopare cu aur timpul de viață se reduce în siliciu la 10^{-10} s. De același ordin de mărime este timpul de viață în GaAs, material semiconductor folosit pe larg în diodele de comutare. Capacitatea de barieră se reduce atât prin micșorarea ariei joncțiunii, cit și prin realizarea unor profile de impurități speciale. Diodele de comutare actuale au t_{off} în gama 0,1 ns — 1 μs, în funcție de curentul comutat.



Fig. A. 11.1

● O diodă specializată pentru regim de comutare este dioda cu sarcină stocată, la care timpul de tranziție este foarte scurt, astfel că se obține o formă de undă aproape dreptunghiulară pentru curent (fig. A.11.1). Din acest motiv dioda se mai numește diodă cu revenire în treaptă. Prin realizarea unui profil neuniform în diodă ia naștere un câmp electric intern care se opune difuziei purtătorilor, astfel că sarcina stocată este înmagazinată în imediata vecinătate a regiunii de trecere.

Ca urmare, sarcina stocată este eliminată aproape în întregime în perioada de stocare. Deoarece sarcina stocată la distanță de regiunea de trecere este redusă și — în plus — capacitatea de barieră este mică, se obțin timpi de tranziție de ordinul 10^{-9} – 10^{-11} s. Aceste diode se folosesc în generarea de impulsuri de durată foarte scurtă, generarea de armonice etc.

● Altă categorie de diode de comutare o constituie diodele Schottky (diodă cu purtători fierbinți) care, fiind dispozitive cu purtători majoritari, nu mai prezintă fenomenul de sarcină stocată și se obțin timpi de comutare directă și inversă de ordinul 10^{-11} – 10^{-12} s.

Timpul de comutare poate fi redus impunând (prin circuitul exterior) diodei o anumită variație $i_A(t)$. Dacă în circuitul din figura 11.1 se pune un condensator pe sarcina R_L , se obține circuitul din figura A.11.2, la care

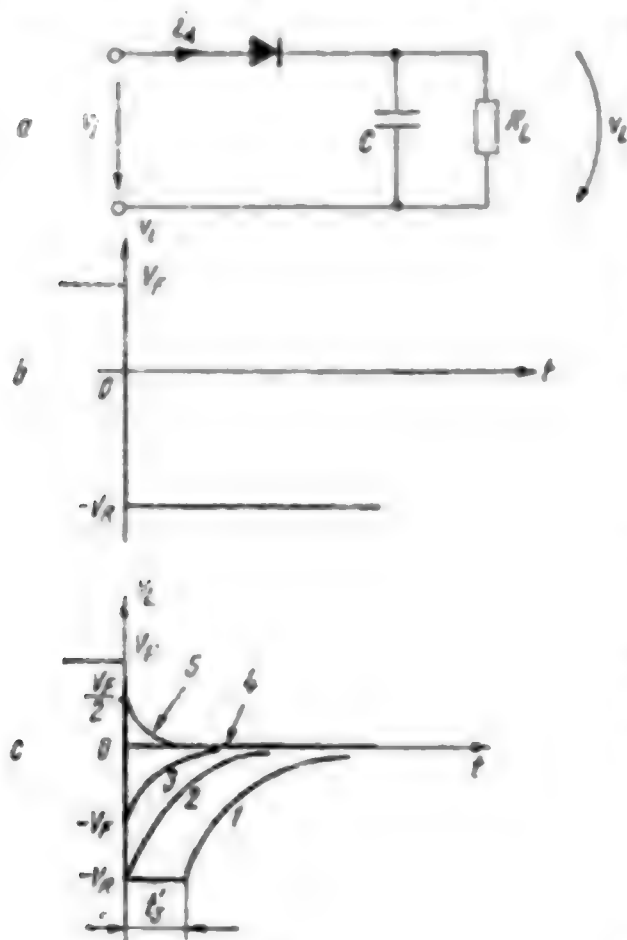


Fig. A. 11.2

putem reduce — parțial sau total — timpul de stocare. Sarcina stocată în diodă la $t = 0^-$ fiind $Q_F = I_F \tau_f$, prin saltul de tensiune de la $t = 0$ condensatorul se poate încărca cu sarcina $Q_C = C(V_F + V_R)$.

Dacă $Q_C < Q_F$, numai o parte din sarcina stocată este preluată de condensator, astfel că în continuare va exista un timp de stocare $t'_s < t_s$ corespunzător situației fără condensator (curba 1 din figura A.11.2, c).

Cînd $Q_C = Q_F$, adică $C = V_F \tau_f / R(V_F + V_R) = C_{cr}$, întreaga sarcină stocată este transferată condensatorului la $t = 0$ (curba 2).

○ Observație. Condiția $Q_C = Q_F$ poate fi satisfăcută și pentru valori $C > C_{cr}$, dar pentru salturi de tensiune pe condensator ΔV mai mici ($Q_C = C\Delta V$). Rezultă curbele 3, 4 și 5 corespunzătoare la $RC = \tau_f/2$, $RC = \tau_f$ și $RC = 2\tau_f$.

După extracția completă a sarcinii stocate, v_L scade către zero cu constanta RC dacă se neglijează capacitatea de barieră

și rezistența în conducție inversă a diodei. Situația ideală este cea corespunzătoare curbei 4 cu $RC = \tau_f$. Condensatorul se numește „de compensare” sau „de accelerare”.

A.11.2. Tranzistoare bipolare pentru comutare

Din expresiile timpilor de comutare deduse în cap. 11 rezultă că pentru reducerea acestora tranzistoarele trebuie să aibă timp de viață al purtătorilor minoritari redus, capacități de barieră mici și grosime a bazei mică. Tranzistoarele pentru comutare sînt dopate cu aur pentru reducerea timpilor de viață ai purtătorilor minoritari. Grosimea bazei este controlată prin procesul de difuzie la tranzistoarele planare sau planar-epitaxiale. C_j redus se obține prin arie mică la colector și prin rezistivitate mare în regiunea colectorului.

Reducerea timpilor de comutare se poate obține folosind o formă de undă de comandă pe bază ca în figura A.11.3. Am văzut că un I_{BF} mare conduce la scăderea lui t_1 și la creșterea lui t_2 , deci a lui t_{off} . Timpul de comutare inversă se poate reduce cu I_{BR} mare.

○ **Observație.** Este de dorit ca comutarea directă să aibă loc la saturație incipientă, pentru a optimiza atât pe t_{on} , cât și pe t_{off} , precum și pentru a păstra celelalte avantaje ale comutării în saturație: putere mică disipată pe tranzistor, amplitudine mare a semnalului la ieșire.

Reducerea timpilor de comutare se poate realiza cu circuitul din figura A.11.3, a. Curentul de bază la comutare directă are inițial valoarea $I_{BF0} = V_F/R_s$ (condensatorul de accelerare este scurtcircuit la momentul t_0), scăzînd după aceea cu constanta $C(R \parallel R_s) \approx CR$, către valoarea de regim staționar $I_{BF} = V_F/(R + R_s) \approx I_{BS}$, cînd pe C va cădea tensiunea $V_C = I_{BF}R$. S-a presupus că V_F este mult mai mare decît $|v_{BE}|$. La momentul t_1 curentul i_B are valoarea de vîrf $I_{BF0} = V_C/R_s$. La momentul t_2 , $v_{BE} = 0$ și i_B scade către zero cu o constantă de timp mult mai mică, determinată de C_{je} . Valoarea mare a lui I_{BF0} produce o comutare în saturație puternică cu t_1 mic, după care I_{BF} menține tranzistorul la saturație incipientă, deci sarcină stocată mică. La comutarea inversă se obține de asemenea un t_f mic datorită curentului I_{BR0} mare.

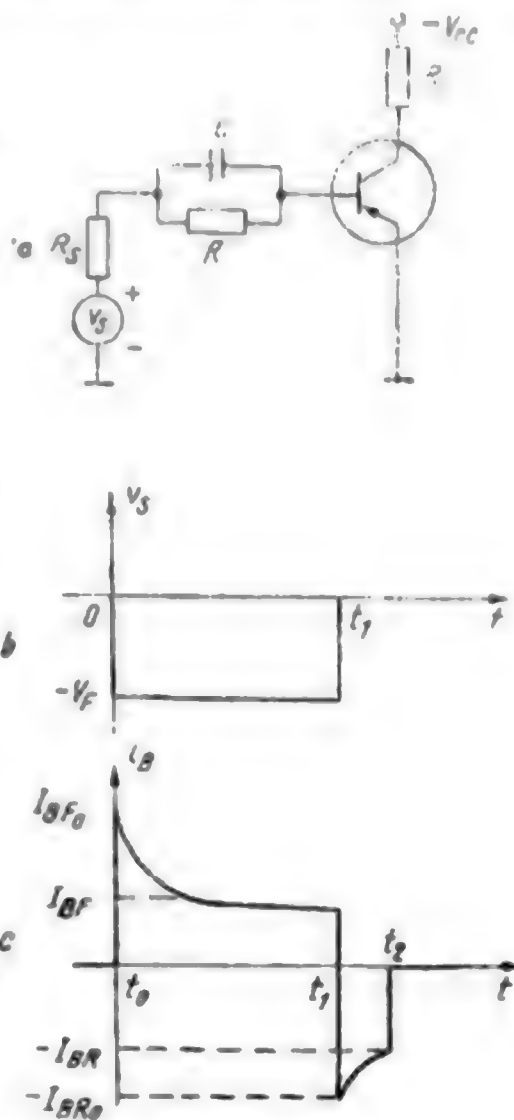


Fig. A. 11.3

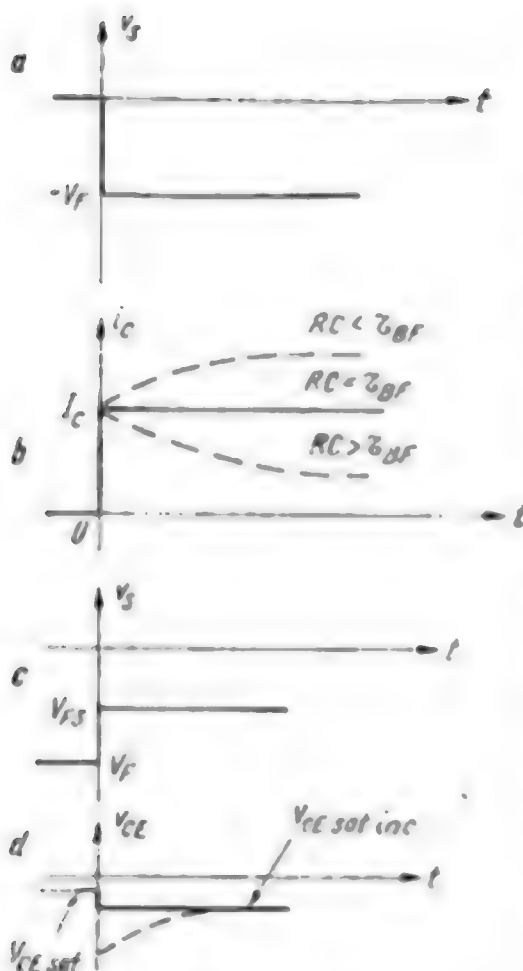


Fig. A. 11.4

Calculul timpilor de comutare se poate face folosind ecuațiile metodei sarcinii, luind pentru curentul de bază valori medii între I_{BR0} și I_{BF} la comutarea directă și între I_{BR0} și I_{BR} la comutarea inversă, sau, mai exact, considerând $i_B(t) = I_{BF} + (I_{BR0} - I_{BF}) \exp(-t/CR_B)$ la comutarea directă și similar pentru comutarea inversă.

Măsurarea timpilor de viață τ_{BF} , τ_F și τ_S se poate face cu circuitul din figura A.11.3, a dacă comanda pe bază se face cu o sursă de tensiune ($R_B \approx 0$). Cu semnalul din figura A.11.4, a are loc o comutare în regiunea activă ($V_F/R < I_{BS}$). La $t = 0$ condensatorul se încarcă cu sarcina $Q_C = CV_F$, astfel că în baza tranzistorului se injectează sarcina $Q_B(0) = Q_C$, deci apare saltul de curent $I_C = Q_B(0)/\tau_F$ (fig. A.11.4, b). Pentru ca $Q_B(0)$ să nu scadă în timp datorită recombinării, trebuie ca saltul curentului de bază care trece prin R să compenseze sarcina pierdută prin recombinare $I_{BR} = -V_F/R = Q_B(0)/\tau_{BF} = CV_F/\tau_{BF}$, deci să fie îndeplinită condiția $CR = \tau_{BF}$. Dacă nu este îndeplinită această condiție, curentul de colector nu mai are o variație în salt (curbele punctate din figura A.11.4, b). Reglînd pe R și C astfel

încît răspunsul lui i_C să fie traptă de curent, rezultă τ_{BF} din condiția $\tau_{BF} = RC$ și τ_F din condiția $\tau_F = CV_F/I_C$. Aplicînd pe bază semnalul din figura A.11.4.c putem determina pe τ_S . Nivelul V_F menține tranzistorul în saturație, iar nivelul V_{FS} către care se trece prin salt corespunde saturației incipiente ($V_{FS}/R = I_{BS}$). Variația de sarcină pe condensator este $\Delta Q_C = C(V_F - V_{FS})$ și dacă aceasta este egală cu sarcina stocată $Q_S = \tau_S(I_{BF} - I_{BS}) = \tau_S(V_F - V_{FS})/R$, atunci la $t = 0$ se extrage din tranzistor întreaga sarcină stocată. Din relația $\Delta Q_C = Q_S$ rezultă $\tau_S = RC$. Se reglează R și C astfel ca tranzistorul să treacă din saturație puternică în saturație incipientă

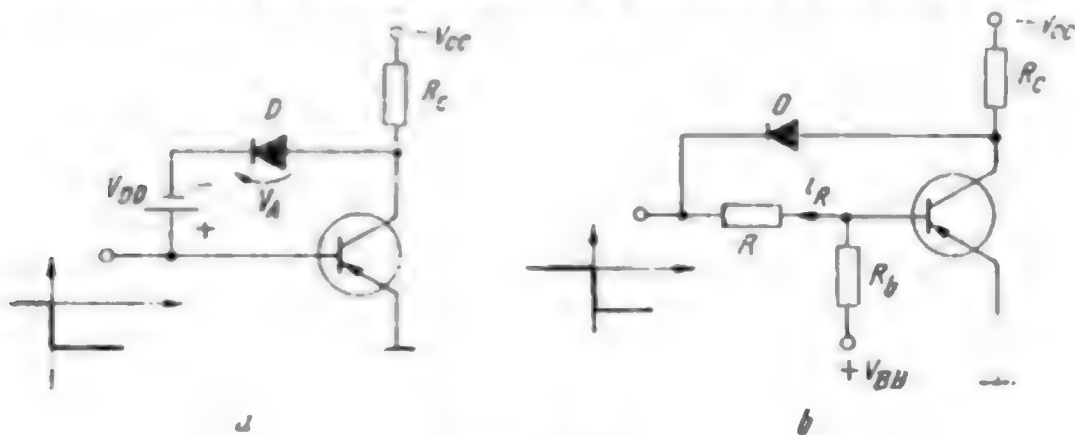


Fig. A. 13.1

(fig. A.11.4, d). Saltul mic al tensiunii de colector corespunde diferenței între V_{CEsat} și $V_{CEsat inc.}$. Dacă C este prea mare, atunci $\Delta Q_C > Q_S$ și tranzistorul intră temporar în regiunea activă (curba punctată din figura A.11.4, d). Dacă R este prea mare se intră de asemenea în regiunea activă, de această dată în regim permanent, deci v_{CE} va avea un salt mare.

Pentru a preveni intrarea tranzistorului în saturație, putem folosi unul dintre circuitele din figura A.11.5. Când nivelul pe bază este mic, tensiunea v_{bc} este mare și dioda este închisă. Deschiderea diodei limitează curentul de bază și previne intrarea în saturație. Se pot aranja lucrurile în așa fel ca atunci când dioda este deschisă tranzistorul să se afle la saturație incipientă ($V_{DD} = V_A$). În cazul din figura A.11.5, b tensiunea $V_{DD} = R i_R$.

ANEXA 13.1

DISTORSIUNI. CLASE DE FUNCȚIONARE

Ă.13.1.1. Distorsiuni liniare

Distorsiunile liniare (paragraful 13.1.1) sînt de două feluri: *distorsiuni de amplitudine* și *distorsiuni de fază*.

Distorsiunile de amplitudine sînt produse de amplificarea diferită a componentelor de frecvență diferită ale semnalului de la intrare. Ele sînt ilustrate din figura A.13.1. Armonica a doua este amplificată de două ori mai mult decît fundamentală. Forma semnalului la ieșire este distorsionată în raport cu forma semnalului la intrare.

Dacă relația de fază între componentele oscilației de la intrare este modificată la trecerea prin amplificator, atunci apar **distorsiuni de fază**. În figura A.13.2 se arată cum defazarea armonicii a doua distorsionează semnalul de la ieșire.

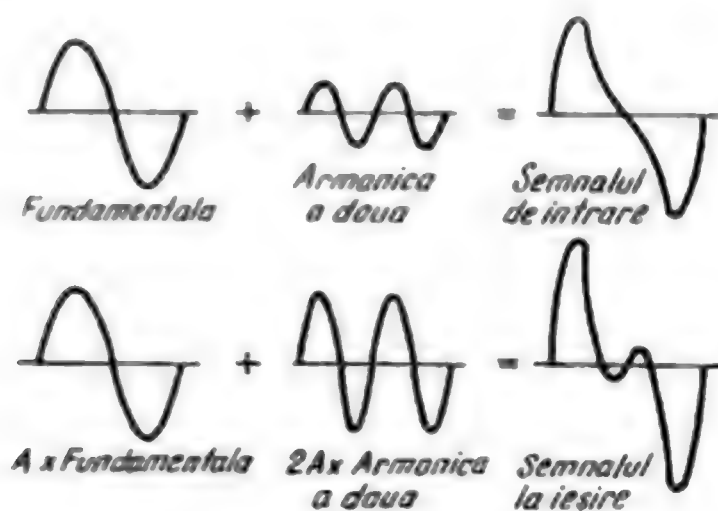


Fig. A. 13.1

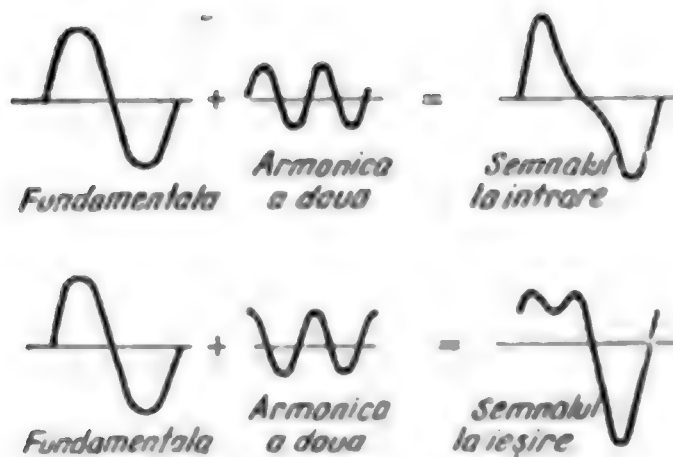


Fig. A. 13.2

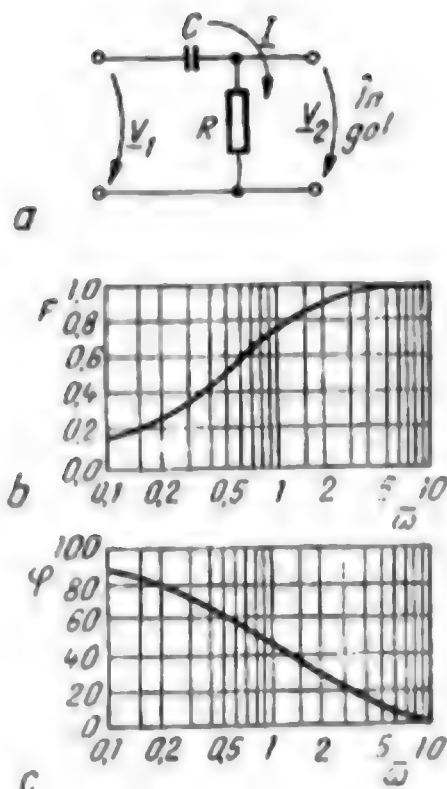


Fig. A. 13.3

În figura A.13.3, *a* este prezentat un exemplu foarte simplu de circuit liniar. Acesta este divizorul capacitanță-rezistență care apare atunci când cuplajul între etaje se realizează cu un condensator de blocare a compoentei continue. Funcția de transfer a circuitului lucrând în gol este

$$\underline{F}(j\omega) = \frac{V_2}{V_1} = \frac{R}{R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR} = \frac{j\bar{\omega}}{1 + j\bar{\omega}}, \quad (\text{A.13.1})$$

unde $\bar{\omega}$ este o frecvență normalată:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{1}{CR}. \quad (\text{A.13.2})$$

Modulul și faza lui $\underline{F}(j\omega) = F(\omega) \exp j\varphi(\omega)$ sint, respectiv

$$F(j\omega) = |\underline{F}(j\omega)| = \frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1 + \bar{\omega}^2}}; \quad \varphi(\omega) = \arctg \frac{1}{\bar{\omega}}. \quad (\text{A.13.3})$$

iar variația lor cu frecvența apare în figurile A.13.3, *b* și *c*.

Circuitul se comportă ca un *filtru trece-sus*. Într-adevăr, pentru $\omega \gg \omega_0$ rezultă $(1/\omega C) \ll R$ și condensatorul este practic un scurtcircuit, deci $V_2 \cong V_1$. La frecvențe mai joase, o parte din tensiune se pierde însă pe C (de aici $F(\omega) < 1$).

Semnalele sinusoidale de frecvență ω comparabilă cu ω_0 sau mai mică sint atenuate și defazate. Componenta continuă ($\omega = 0$) este blocată.

” Aprecierea cantitativă a gradului de distorsionare a formei de undă se face de obicei cu ajutorul lui δ , numit *coeficient*, *factor* sau *grad de distorsiune*:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n V_i^2}{\sum_{i=1}^n V_i^2}} \quad (\text{A.13.7})$$

unde V_i este valoarea eficace a armonicei de ordinul i (relația este valabilă și pentru amplitudini).

A.13.1.3. Intermodulația

Să admitem că la intrarea dispozitivului (sau circuitului) cu caracteristica de transfer $i = i(v)$ se aplică două semnale de frecvențe diferite:

$$v = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t. \quad (\text{A.13.8})$$

Aproximind din nou caracteristica prin

$$i \cong a_0 + a_1(v - V_0) + a_2(v - V_0)^2 \quad (\text{A.13.9})$$

(semnale de amplitudine nu prea mare), rezultă

$$\begin{aligned} i = & a_0 + a_1 V_1 \cos \omega_1 t + a_1 V_2 \cos \omega_2 t + \\ & + \frac{1}{2} a_2 V_1^2 (1 + \cos 2\omega_1 t) + \frac{1}{2} a_2 V_2^2 (1 + \cos 2\omega_2 t) + \\ & + a_2 V_1 V_2 \cos (\omega_1 + \omega_2)t + a_2 V_1 V_2 \cos (\omega_1 - \omega_2)t. \end{aligned} \quad (\text{A.13.10})$$

Relația (A.13.10) pune în evidență un alt efect al caracteristicii neliniare: apariția unor componente de frecvență egală cu suma, respectiv diferența frecvențelor celor două semnale aplicate la intrare.

În general, pentru o caracteristică neliniară oarecare se înregistrează componente noi ale răspunsului de frecvențe egale cu

$$f = \pm m f_1 \pm n f_2 > 0 \quad (\text{A.13.11})$$

($m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$), deci combinații liniare ale frecvențelor semnalelor de la intrare. Acest fenomen se numește **intermodulație**. Distorsiunile „de intermodulație” (foarte supărătoare pentru amplificatoarele de audio-frecvență propriu-zise) nu sînt altceva decît distorsiuni neliniare.

Modificarea spectrului datorită caracteristicii neliniare este utilizată în anumite tipuri de circuite:

— termenii de frecvențe $\omega_1 \pm \omega_2$ din relația (A.13.10) pot fi exploatați pentru *conversia* (schimbarea) de frecvență;

— armonica a doua poate fi utilizată în circuite de dublare a frecvenței (mai general, o caracteristică neliniară poate asigura o multiplicare cu un factor întreg oarecare);

Defazajul pozitiv de aproape $\pi/2$ (în avans) al tensiunii de la ieșire la frecvențe foarte joase poate fi explicat astfel. Avem: $\underline{V}_2 = RI \cong (j\omega CV_1)R$. Tensiunea \underline{V}_2 este în fază cu I , defazat cu $\pi/2$ înaintea tensiunii $\underline{V}_1 - \underline{V}_2 \cong \underline{V}_1$ aplicate la bornele condensatorului.

Distorsiunile de fază apar simultan cu cele de amplitudine. La frecvența $f = f_0 = \omega_0/2\pi$ la care tolerăm o atenuare de 3 dB a semnalului (0,707 din amplitudinea de la intrare), defazajul introdus de rețea este foarte important (egal cu $\pi/4$).

A.13.1.2. Distorsiuni neliniare

În capitolul 5 am studiat funcționarea la semnale mici a tranzistorului. Caracteristicile neliniare sînt approximate liniar pe mici porțiuni în jurul unui punct de funcționare dat. Regimul de semnal mic se „suprapune” peste cel de curent continuu, fără a-l modifica: răspunsul dispozitivului este liniar.

În cele ce urmează vom considera efectele neliniare care apar la amplitudini mai mari ale semnalului. Considerăm o caracteristică de transfer $i = i(v)$ oarecare. Ea poate fi de pildă caracteristica $i_C = i_C(v_{BE})$ a tranzistorului bipolar sau caracteristica $i_n = i_n(v_{GS})$ a TECJ. Admitem

$$v = v(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t \quad (\text{A.13.4})$$

și dezvoltăm $i = i(v)$ în serie Taylor în jurul punctului $v = V_0$. Avem:

$$\begin{aligned} i &= i(V_0) + \left. \frac{\partial i}{\partial v} \right|_{v=V_0} (v - V_0) + \\ &+ \frac{1}{2!} \cdot \left. \frac{\partial^2 i}{\partial v^2} \right|_{v=V_0} (v - V_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.13.5})$$

La amplitudini nu prea mari, se pot reține numai primii termeni din dezvoltare și folosind relația (A.13.4) vom scrie

$$\begin{aligned} i &\cong a_0 + a_1 V_1 \cos \omega t + a_2 V_1^2 \cos^2 \omega t = \\ &= a_0 + a_1 V_1 \cos \omega t + \frac{1}{2} a_2 V_1^2 (1 + \cos 2\omega t). \end{aligned} \quad (\text{A.13.6})$$

Datorită lui $a_2 \neq 0$ (caracteristică neliniară), al cărui efect nu mai poate fi neglijat, apar două efecte tipice:

- creșterea curentului continuu cu cantitatea $\frac{1}{2} a_2 V_1^2$ peste valoarea $a_0 = i(V_0)$ corespunzătoare polarizării statice (deci punctul mediu de funcționare părăsește caracteristica statică);
- apare armonica a doua a curentului, care determină distorsionarea formei semnalului aplicat la intrare.

La amplitudini mai mari ale semnalului, devin importante și armonicile de ordin superior.

— ultimii doi termeni din dezvoltarea (A.13.10), care corespund produsului $2a_2 V_1 V_2 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t$ (produsul celor două semnale aplicate în serie la intrare), pot fi folosiți în circuitele de modulare (capitolul 17), dacă ceilalți termeni sunt eliminați prin filtrare.

A.13.1.4. Clase de funcționare

Clasificarea regimurilor de funcționare ale unui tranzistor se face pe criteriul intervalului de conducție. Dacă se consideră curentul prin dispozitiv ca o funcție $i = i(\omega t)$, atunci intervalul 2π corespunde unei perioade a semnalului aplicat. Se notează cu 2θ unghiul de conducție (curent diferit de zero).

● Pentru exemplificare vom alege cazul în care dispozitivul este atacat în tensiune. Răspunsul etajului de amplificare se determină cu ajutorul caracteristicii de transfer $i = i(v)$ din figura A.13.4. Ea ar putea fi de pildă caracteristica unui etaj cu TECJ.

○ **Atenție!** Este vorba de caracteristica dinamică a etajului și nu de caracteristica statică a dispozitivului. Cele două coincid numai dacă dispozitivul (atacat între poartă și sursă) are conectată în drenă o sursă de tensiune constantă. Dacă în circuitul de drenă se găsește însă și o sarcină R_D , atunci apar oscilații ale tensiunii de drenă. Caracteristicile $i_D = i_D(v_{GS})$ pentru $v_{DS} = \text{const.} > v_{DS, sat}$ sunt foarte apropiate, aproape coincid. Totuși punctul instantaneu de funcționare se deplasează pe o direcție de pantă

$$g_{m, d} = \frac{g_m}{1 + R_D/v_d} < g_m. \quad (\text{A.13.12})$$

Dacă $R_D \ll v_d$, atunci panta „dinamică” $g_{m, d}$ este aproximativ egală cu cea determinată de pe caracteristica statică, g_m .

În figura A.13.4, a se arată funcționarea în clasă A: curentul curge permanent: $2\theta = 2\pi$ ($\theta = \pi$ sau 180°). Neliniaritatea caracteristicii de transfer va determina distorsionarea curentului de la ieșire.

Dacă $\theta = \pi/2$, avem de-a face o funcționare în clasă B (fig. A.13.4, b), pentru $\theta < \pi/2$ — cu o funcționare în clasă C (fig. A.13.4, c), iar atunci cînd $\pi/2 < \theta < \pi$ — cu o funcționare în clasă AB. La funcționarea în clasele B, C și AB, figurile arată o distorsionare mai puternică decît în clasă A.

Pentru un circuit dat (cu o caracteristică dinamică de transfer dată) clase de funcționare depinde în general atît de alegerea punctului static de funcționare, cît și de amplitudinea semnalului. Dacă punctul de funcționare este ales în regiunea normală de lucru (fig. A.13.4, a) și semnalul crește, se trece din funcționare în clasă A în clasă AB.

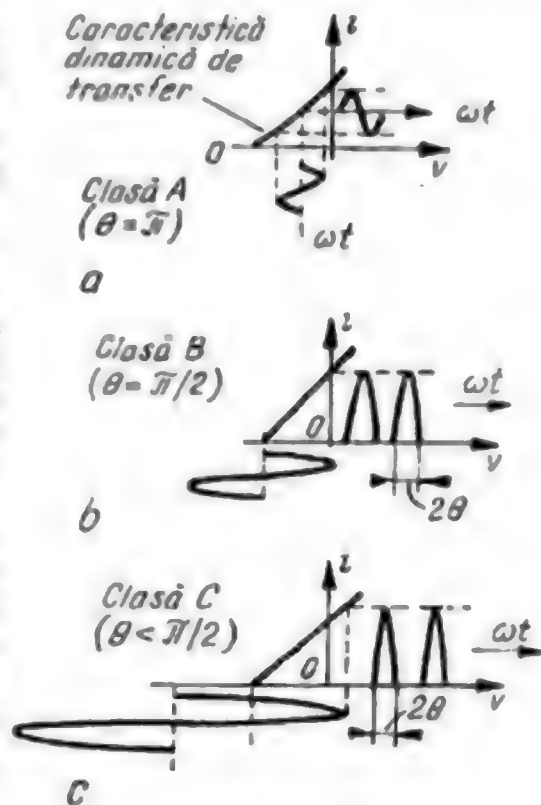


Fig. A. 13.4

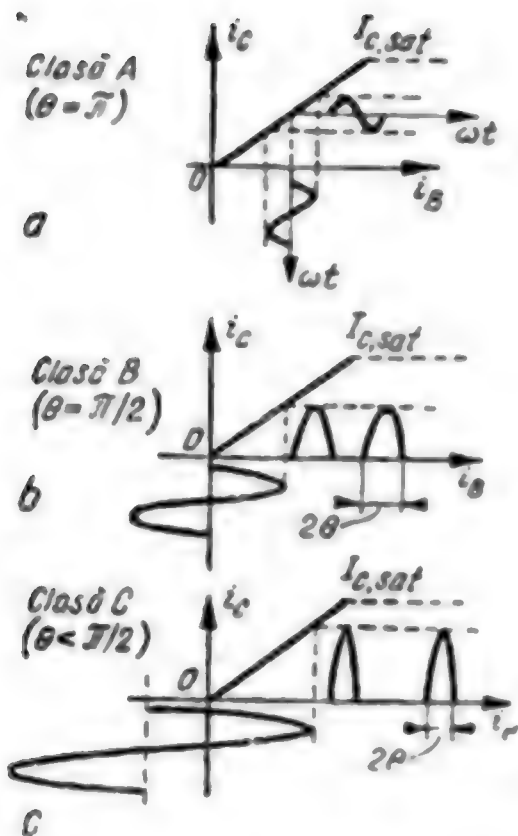


Fig. A. 13.5

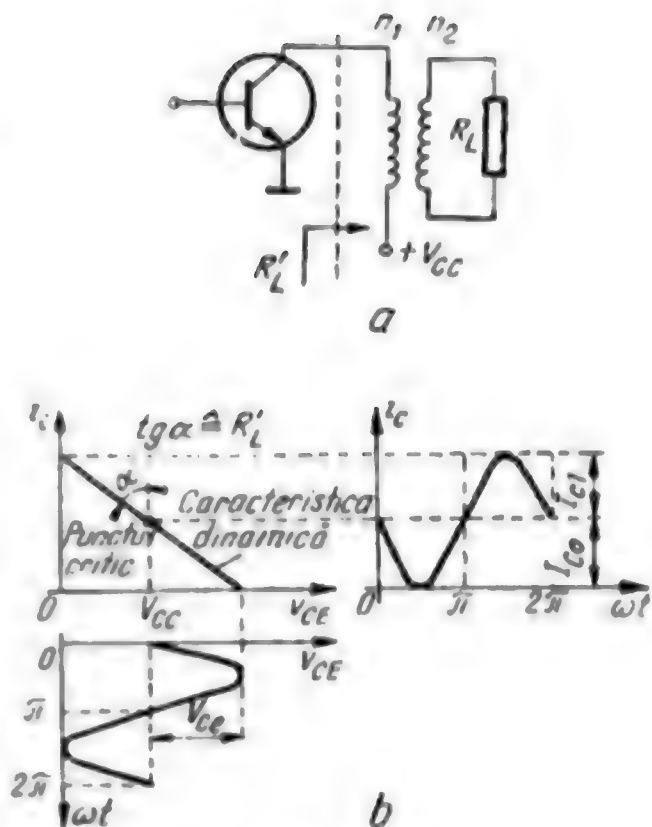


Fig. A. 13.6

Creșterea semnalului este necesară pentru a mări puterea acestuia, dar și randamentul funcționării etajului (puterea semnalului raportată la puterea absorbită de la sursa de alimentare*). Din nefericire mărirea semnalului provoacă distorsionarea datorită caracteristicii neliniare a dispozitivului.

Caracteristica de transfer $i_c = i_c(v_{BE})$ a tranzistorului bipolar este aproximativ exponențială (neglijăm și aici efectul variației tensiunii de colector). Neliniaritatea caracteristicii este încă mai pronunțată (pentru un răspuns linear, amplitudinea tensiunii trebuie să fie mică față de kT/q , pe cînd la TECJ aceeași amplitudine se compara cu $V_T \gg kT/q$).

● Dispozitivul poate fi comandat însă și în curent ceea ce este avantajos în cazul tranzistorului bipolar, pentru care dispunem de o caracteristică de transfer $i_c \approx \beta i_B$ esențial liniară, care pleacă aproximativ din origină și este limitată la un curent de saturație caracteristic etajului respectiv. Situația este ilustrată în figura A.13.5 pentru diverse clase de funcționare.

În clasa A funcționarea este esențial liniară pînă la limitele impuse de tăiere și, respectiv, de saturație. Randamentul maxim în clasa A se poate apropia de 50%. Pentru a elimina pierderile de putere pe rezistențele din circuitul din colector, vom renunța la R_B iar R_C se va înlocui cu înfășurarea primară a unui transformator (fig. A.13.6, a). Caracteristica dinamică (fig. A.13.6, b) este liniară și are o pantă care corespunde sarcinii

$$R'_L = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 R_L. \quad (\text{A.13.13})$$

* Pentru semnale infinit mici, acest randament tinde la zero.

Se va alege punctul de funcționare și caracteristica dinamică astfel încât atunci când amplitudinea semnalului crește, să se ajungă în același timp la limita de saturație și la cea de tăiere.

Randamentul este

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{ce} I_{c1}}{V_{cc} I_{c0}} \quad (\text{A.13.14})$$

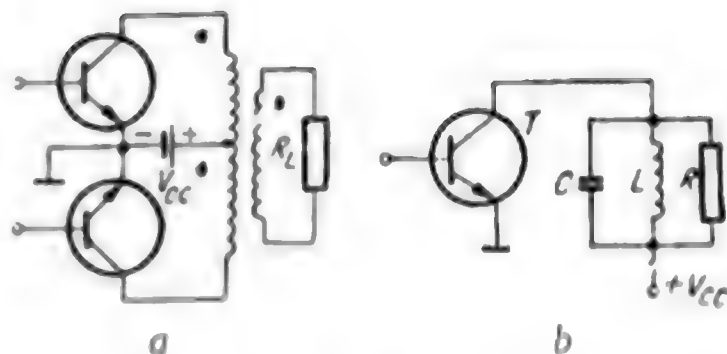


Fig. A. 13.7

și, deoarece $I_{c1, \max} = I_{c0}$ și $V_{ce, \max} = V_{ce} = V_{cc}$, rezultă $\eta_{\max} = 0.5$.

Funcționarea în clasele AB, B sau C necesită refacerea formei de undă a semnalului la ieșire.

Se poate folosi un *amplificator în contratimp*, ca cel din figura A.13.7, a. Cele două tranzistoare sînt comandate de semnale în antifază și funcționează în clasa B (conducind alternativ) sau AB. Forma tensiunii de comandă se reface în secundarul transformatorului.

În cazul unui amplificator de bandă îngustă se poate folosi drept sarcină un circuit acordat (fig. A.13.7, b). Curentul de colector este distorsionat,

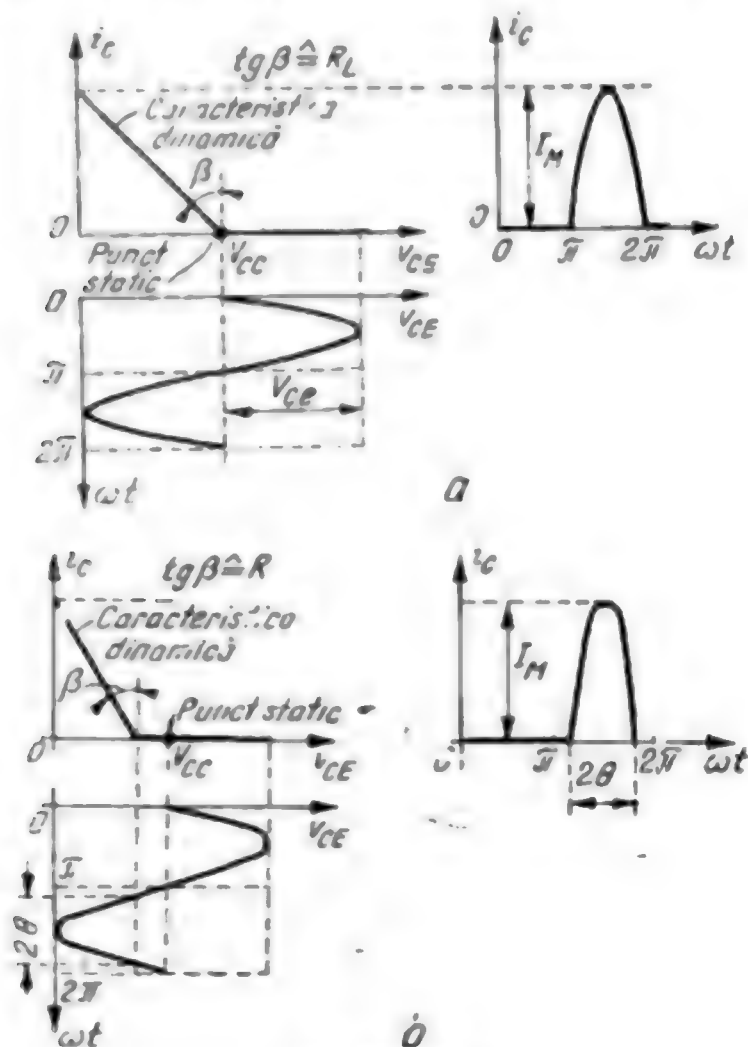


Fig. A. 13.8

dar circuitul derivație acordat pe fundamentală oferă o impedanță foarte mică pentru armonici. Ca urmare, variația tensiunii din colector va fi practic sinusoidală.

Funcționarea în clasă B sau C a circuitului din figura A.13.7, b este ilustrată de figura A.13.8. În cazul funcționării în clasă B curentul de colector curge sub formă de impulsuri caracteristice redresării monoalternanță. Componenta continuă a curentului este $I_{C0} = I_M/\pi$, iar amplitudinea fundamentalei $I_{c1} = I_M/2$ (fig. A.13.8, a). Raportul între amplitudinea fundamentalei și componenta continuă a curentului este $I_{c1}/I_{C0} = \pi/2 > 1$, iar randamentul η atinge $\pi/4 \approx 0,785$ pentru $V_{ce} = V_{ce, max} = V_{CC}$.

Raportul I_{c1}/I_{C0} crește și mai mult pe măsură ce scade unghiul θ (clasă C, figura A.13.8, b). Pentru $\theta \rightarrow 0$, $I_{c1} \rightarrow 2I_{C0}$ și $\eta_{max} \rightarrow 1$. Funcționarea la unghiuri de deschidere foarte mici nu este totuși acceptabilă, deoarece puterea semnalului scade. Ca urmare, se va alege un unghi optim având în vedere atât puterea, cit și randamentul.

ANEXA 13.2

EFFECTUL CONDENSATOARELOR DIN CIRCUIT LA FRECVENȚE JOASE

A.13.2.1. Efectul condensatorului de cuplaj asupra răspunsului etajului sursă-comună

Figura A.13.9, a reprezintă un etaj sursă-comună. Pentru început vom presupune $C_s \rightarrow \infty$ (fig. A.13.9, b) și vom studia efectul condensatorului C_c care asigură cuplajul între generatorul de semnal și etaj. Din circuit se obține imediat

$$\frac{V_1}{V_s} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_c + \frac{1}{j\omega C_c}} = \frac{j\omega C_c R_{1,2}}{1 + j\omega C_c(R_{1,2} + R_c)}. \quad (\text{A.13.15})$$

Cu notațiile

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_f}; \quad \omega_f = \frac{1}{C_c(R_{1,2} + R_c)} \quad (\text{A.13.16})$$

obținem:

$$\frac{V_1}{V_s} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_c} \cdot \frac{j\bar{\omega}}{1 + j\bar{\omega}} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_c} \underline{F}_c(j\bar{\omega}). \quad (\text{A.13.17})$$

La frecvențe joase, o parte din semnal se pierde pe condensatorul de cuplaj C_c . Ca urmare, amplificarea se reduce în proporția dată de factorul $\underline{F}_c(j\bar{\omega})$ din relația (A.13.17). Comparind cu relația (A.13.1) constatăm

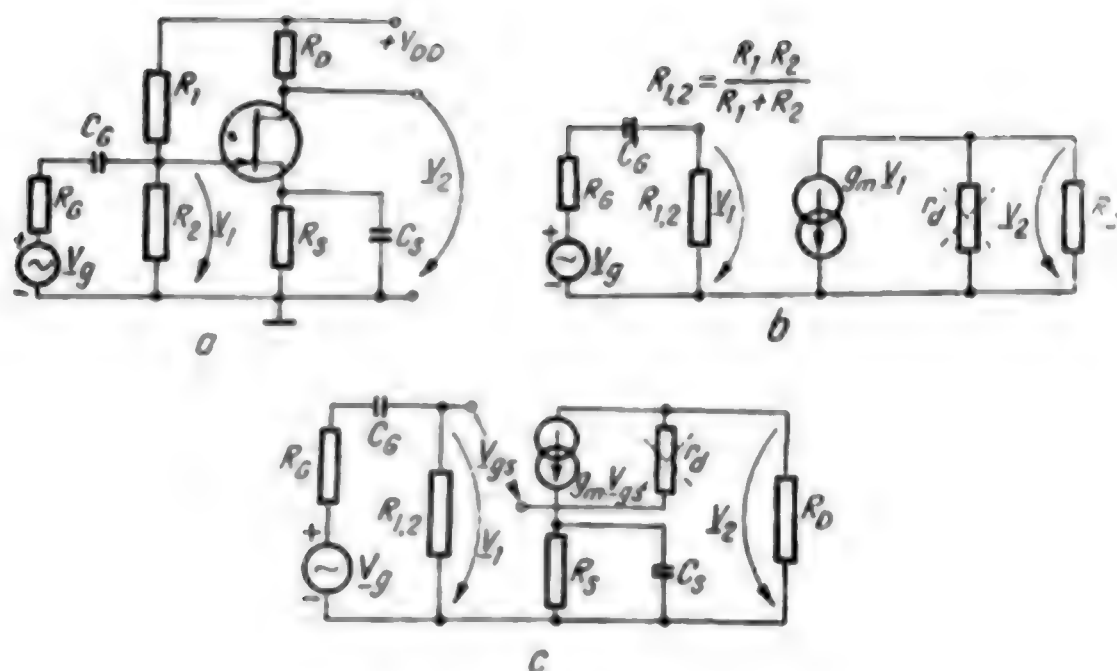


Fig. A. 13.9

că $\underline{F}_c(j\omega) \equiv \underline{F}(j\omega)$ din relația (A. 13.1). Dacă definim *frecvența limită de jos* ca aceea la care amplificarea se reduce la $1/\sqrt{2} = 0,707$ din valoarea pe care o are în banda de lucru, atunci această frecvență (unghiulară) va fi chiar ω_j . Condensatorul C_G se calculează din relația (A.13.16).

A.13.2.2. Efectul condensatorului de decuplare asupra răspunsului etajului sursă comună

Pentru a pune în evidență efectul condensatorului de decuplare C_S în etajul din figura A.13.9, a, vom presupune pentru moment $C_G \rightarrow \infty$, în schema echivalentă din figura A.13.9, c. Pentru simplitate vom neglija efectul lui r_d .

Presupunind că frecvența este suficient de ridicată pentru ca C_S să fie un scurtcircuit, obținem *amplificarea în bandă* $\underline{V}_2/\underline{V}_1 = A_0 = -g_m R_D$.

La o frecvență oarecare

$$\underline{A} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = A_0 \frac{1 + j\omega R_S C_S}{1 + j\omega R'_S C_S} \cdot \frac{R'_S}{R_S}, \quad (\text{A.13.18})$$

unde

$$R'_S = \frac{R_S}{1 + g_m R_S} \lesssim \frac{1}{g_m} \quad (R_S g_m \gg 1). \quad (\text{A.13.19})$$

Introducând notațiile

$$k = \frac{R'_S}{R_S} = \frac{1}{1 + g_m R_S} \ll 1; \quad (\text{A.13.20})$$

$$\omega_j^* = \frac{1}{R_S C_S}; \quad \omega_j = \frac{1}{R'_S C_S} = \frac{\omega_j^*}{k} \gg \omega_j^*, \quad (\text{A.13.21})$$

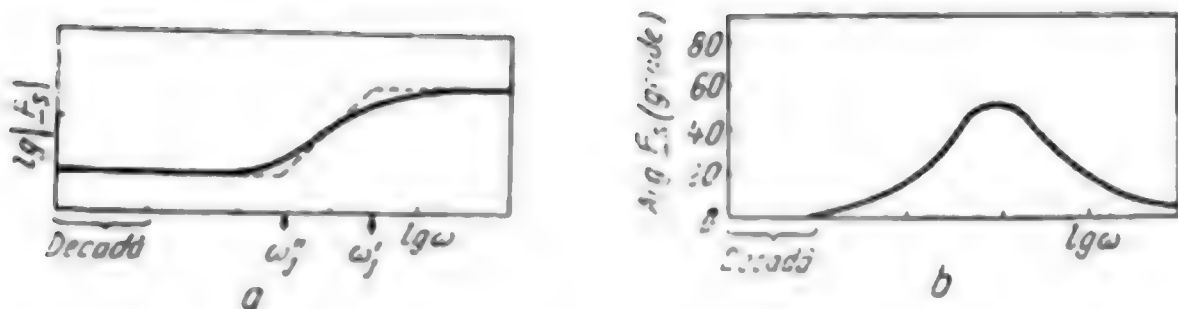


Fig. A. 13.10

obținem

$$\frac{A}{A_0} = \frac{k(1 + j\omega/\omega_j)}{1 + jk\omega/\omega_j} = \underline{F}_s(j\omega). \quad (\text{A.13.22})$$

La frecvențe foarte joase ($\omega \gg \omega_j$) se obține $A \cong kA_0$:

$$\underline{A} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = - \frac{g_m R_D}{1 + g_m R_S} \cong - \frac{R_D}{R_S} \quad (\text{A.13.23})$$

(amplificarea etajului cu rezistența din sursă nedecuplată).

Modulul și faza funcției $\underline{F}_s(j\omega)$ definite de relația (A.13.22) sînt respectiv

$$|\underline{F}_s| = k \sqrt{\frac{1 + (\omega/\omega_j)^2}{1 + (k\omega/\omega_j)^2}}; \quad \arg \underline{F}_s = \arctg \frac{\omega}{\omega_j} - \arctg \frac{k\omega}{\omega_j}, \quad (\text{A.13.24})$$

iar figura A.13.10 ilustrează o variație tipică cu frecvența.

Dacă admitem un factor k definit de relația (A.13.20) foarte mic în comparație cu unitatea, atunci pentru $\omega \gg \omega_j$ rezultă

$$|\underline{F}| \cong \frac{k\omega/\omega_j}{\sqrt{1 + (k\omega/\omega_j)^2}} \quad (\text{A.13.25})$$

și frecvența limită de jos definită pentru $|\underline{F}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ este (cu aproximația implicată în (A.13.25))

$$\omega_j \cong \frac{\omega_j'}{k} = \frac{1}{C_S R_S'} = \frac{1 + g_m R_S}{C_S R_S} \cong \frac{g_m}{C_S}. \quad (\text{A.13.26})$$

A.13.2.3. Calculul capacităților din etajul de amplificare tip sursă comună

Circuitul echivalent complet este cel din figura A.13.9,c, unde atît C_G cît și C_S au acum valori finite. Observăm că circuitul de intrare (cu capacitatea C_G) și cel de ieșire (cu capacitatea C_S) sînt complet izolate (datorită impedanței de intrare practic infinite a tranzistorului cu efect de cîmp). Ca urmare, calculele de mai sus rămîn valabile, iar amplificarea normată la valoarea din bandă este

$$\frac{A}{A_0} = \underline{F}_G(j\omega) \underline{F}_S(j\omega). \quad (\text{A.13.27})$$

Riguros vorbind, $|A|$ scade cu scăderea frecvenței datorită ambilor factori din relația (A.13.27), deci frecvența limită de jos va depinde de ambele capacități din schemă. Să remarcăm că nu poate fi vorba de o determinare univocă a celor două capacități, deoarece în proiectare dispunem numai de relația care dă pe $f_1 = \omega_1/2\pi$. Putem alege una dintre capacități, și o vom face după cum urmează. Neglijind R_G față de $R_{1,2}$ în relația (A.13.16) putem scrie (calculul acoperitor):

$$C_G = \frac{1}{2\pi f_1 R_{1,2}}, f_1 = \text{dat}, C_E \rightarrow \infty. \quad (\text{A.13.28})$$

Pentru același f_1 , din relația (A.13.26) rezultă

$$C_E = \frac{1}{2\pi f_1}, C_G \rightarrow \infty. \quad (\text{A.13.29})$$

Deoarece $R_{1,2}$ (de ordinul megohmilor) este extrem de mare în comparație cu $1/g_m$ (kiloohmi sau mai mic), capacitatea C_G din (A.13.28) rezultă de valoare mult mai mică decât C_E . Vom alege în mod arbitrar C_G de 10...20 ori mai mare decât valoarea care rezultă din relația (A.13.28). Atunci C_G va putea fi considerat practic infinit și se va putea aplica formula (A.13.29) pentru calculul lui C_E .

A.13.2.4. Efectul condensatorului de eculaj asupra răspunsului etajului de tip emitor comun

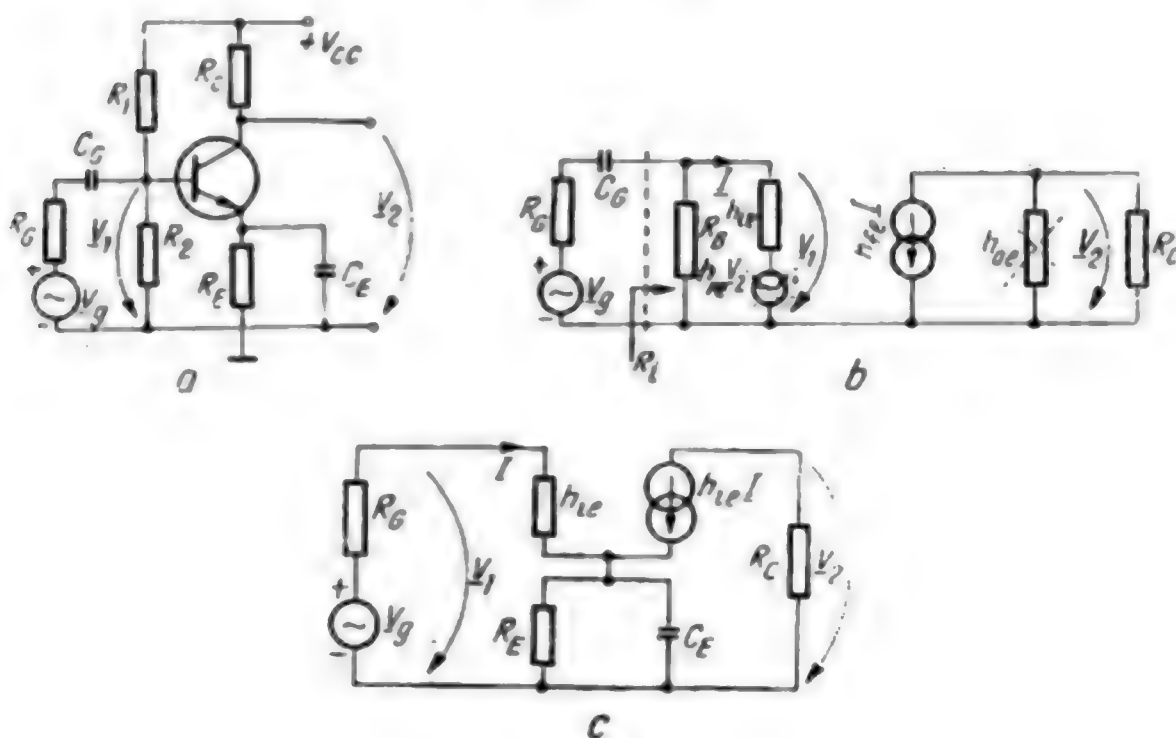


Fig. A. 13.11

Etajul emitor comun este reprezentat în figura A.13.11,a. Presupunând condensatorul de decuplare C_E de valoare foarte mare ($C_E \rightarrow \infty$) obținem schema echivalentă din figura A.13.11,b ($h_{re} \approx 0$, $h_{oe} \approx 0$). Se verifică ușor

că C_G introduce o dependență de frecvență printr-un factor identic cu $\underline{F}_G(j\omega)$ din relația (A.13.17), cu deosebirea că frecvența se normalizează la

$$\omega_j = \frac{1}{C_G(R_G + R_i)}, \quad R_i = \frac{R_B h_{ie}}{R_B + h_{ie}}. \quad (\text{A.13.30})$$

În relația de mai sus ω_j are semnificația *frecvenței limită de jos* (amplificarea scade la 3 dB din valoarea din bandă).

A.13.2.5. Efectul condensatorului de decuplare asupra răspunsului etajului de tip emitor comun

Calculul se face pe schema echivalentă din figura A.13.11,c. Aici am considerat $C_G \rightarrow \infty$ și am neglijat efectul lui R_B presupus mult mai mare decât R_G . Dacă această ultimă condiție nu este satisfăcută, atunci R_B trebuie înglobat în generator; răspunsul în frecvență nu va fi afectat decât prin înlocuirea lui R_G cu $R'_G = R_G R_B / (R_G + R_B)$.

Amplificarea este

$$\underline{A}(j\omega) = \frac{\underline{V}_s}{\underline{V}_i} = \frac{-h_{fe} R_C (1 + j\omega C_E R_E)}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E + j\omega C_E R_E (R_G + h_{ie})}. \quad (\text{A.13.31})$$

Pentru $\omega \rightarrow \infty$ obținem amplificarea din bandă

$$A_0 = \frac{-h_{fe} R_C}{R_G + h_{ie}}. \quad (\text{A.13.32})$$

La frecvențe foarte joase ($\omega \rightarrow 0$) obținem

$$A(0) = \frac{-h_{fe} R_C}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}. \quad (\text{A.13.33})$$

adică o amplificare mult mai mică în modul, datorită nedecuplării lui R_E . Cu notațiile

$$k = \frac{A(0)}{A_0} = \frac{R_G + h_{ie}}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}; \quad (\text{A.13.34})$$

$$\omega_j = \frac{1}{R_E C_E}; \quad \omega'_j = \frac{\omega_j}{k}, \quad (\text{A.13.35})$$

dependența $\underline{A}(j\omega)/A_0$ se scrie exact sub forma (A.13.22). Dacă

$$(h_{fe} + 1)R_E > R_G + h_{ie} \text{ sau } k \ll 1, \quad (\text{A.13.36})$$

atunci, așa cum arată relația (A. 13.26), *frecvența limită de jos* este

$$\omega_j \cong \frac{\omega'_j}{k} = \frac{1}{R_E C_E} \cdot \frac{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}{R_G + h_{ie}} = \frac{1}{C_E R'_E}, \quad (\text{A.13.37})$$

unde (folosind și inegalitatea A.13.36)

$$R_E = \frac{R_E R}{R_E + R} \lesssim R, \quad R = \frac{R_G + h_u}{h_{fe} + 1}, \quad (\text{A.13.38})$$

deci

$$\omega_f \cong \frac{h_{fe} + 1}{C_E(R_G + h_u)}. \quad (\text{A.13.39})$$

F. Alegerea condensatoarelor din etajul de amplificare cu tranzistorul în conexiunea EC

Dacă atât C_G cât și C_E sînt finite, trebuie efectuat un calcul special al amplificării: nu se pot aplica rezultatele de mai sus deoarece circuitul de intrare nu mai este separat de cel de ieșire. Nu vom efectua acest calcul (tratarea sistematică a răspunsului în frecvență al amplificatoarelor* se face în cursul de circuite integrate liniare). Vom indica în schimb un procedeu de alegere a capacităților din schemă.

Ținînd seama că $R_E \gg h_u$ și considerînd $R_i \cong h_u$ în relația (A.13.30), rezultă

$$C_G \cong \frac{1}{2\pi f_f(R_G + h_u)}, \quad f_f = \text{dat}, \quad C_E \rightarrow \infty, \quad (\text{A.13.40})$$

în timp ce (A.13.39) dă

$$C_E = \frac{(h_{fe} + 1)}{2\pi f_f(R_G + h_u)}, \quad C_G \rightarrow \infty. \quad (\text{A.13.41})$$

Ca urmare, dacă impunem f_f și calculăm capacitățile în situațiile limită descrise de relațiile (A.13.40) și (A.13.41), obținem o capacitate C_E de $(h_{fe} + 1)$ ori mai mare decît C_G .

Procedînd la fel ca în cazul etajului sursă comună, vom alege C_G mult mai mare decît valoarea indicată de relația (A.13.40). Ca urmare, C_G va putea fi considerat „foarte mare” și se va putea aplica relația (A.13.41) pentru calculul lui C_E .

ANEXA 16.1

EFFECTUL IMPEDANTELOR DE INTRARE ȘI DE IEȘIRE ALE REȚELEI WIEN

Figura A. 16.1 reprezintă un amplificator unidirecțional, dar cu o impedență de intrare, respectiv, de ieșire, finită. Rețeaua Wien este și ea descrisă de o impedență de intrare (Z_{in}), o impedență de ieșire (Z_{out}) și de

* Inclusive calculul efectului capacităților într-un amplificator cu mai multe etaje.

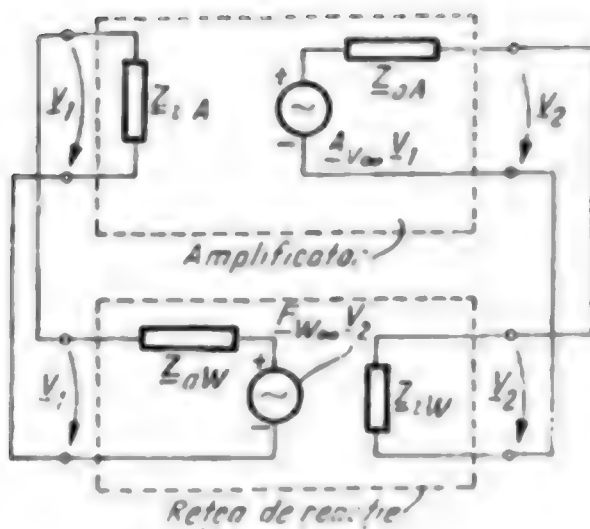


Fig. A. 16.1

funcția de transfer în gol $F_{W\infty}(\omega)$, identică de fapt cu F_W dată de relația (16.25). Se neglijează transferul invers al semnalului în rețeaua Wien.

● Scriem succesiv

$$\underline{A}_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{\underline{A}_{v\infty} \underline{Z}_{iW}}{\underline{Z}_{iW} + \underline{Z}_{oA}}; \quad (\text{A.16.1})$$

$$\underline{F}_W = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\underline{F}_{W\infty} \underline{Z}_{iA}}{\underline{Z}_{iA} + \underline{Z}_{oW}} \quad (\text{A.16.2})$$

și condiția Barkhausen devine

$$\underline{A}_v \underline{F}_W = \underline{A}_{v\infty} \underline{F}_{W\infty} \frac{\underline{Z}_{iW}}{\underline{Z}_{iW} + \underline{Z}_{oA}} \cdot \frac{\underline{Z}_{iA}}{\underline{Z}_{iA} + \underline{Z}_{oA}}. \quad (\text{A.16.3})$$

Presupunem pentru simplitate

$$\underline{A}_{v\infty} = A_{v\infty} = \text{real}, \quad \underline{Z}_{iA} = R_i, \quad \underline{Z}_{oA} = R_o \quad (\text{A.16.4})$$

și admitem că $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$. Atunci:

$$\underline{F}_{W\infty} = \frac{1}{3 + j\left(\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right)} = \underline{F}_{W\infty}(j\bar{\omega}); \quad (\text{A.16.5})$$

$$\underline{Z}_{iW} = \frac{R}{(1 + j\bar{\omega}) \underline{F}_{W\infty}(j\bar{\omega})}; \quad (\text{A.16.6})$$

$$\underline{Z}_{oW} = R \left(\frac{1 + j\bar{\omega}}{j\bar{\omega}} \right) \underline{F}_{W\infty}(j\bar{\omega}). \quad (\text{A.16.7})$$

unde

$$\bar{\omega} = \omega RC = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{1}{RC} \quad (\text{A.16.8})$$

este frecvența (unghiulară) normată la frecvența caracteristică a rețelei, ω_0 .

● Condiția de oscilație (A.16.3) va determina o frecvență de oscilație care depinde de amplificator (prin $A_{v\infty}$, R_i , R_o). Stabilitatea acestei frecvențe va fi mult mai dificil de asigurat decât în cazul ideal (a se vedea relația 16.31)

● Concomitent, amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor nu va mai fi independentă de elementele rețelei de reacție ($A_{v\infty} = A_v = 3$, ca mai înainte). Reglajul frecvenței prin intermediul rezistoarelor și condensatoarelor din rețeaua de reacție va determina o variație a amplificării și ca urmare va varia și amplitudinea de oscilație.

Figura A. 16.2, a reprezintă părțile reală și imaginară ale impedanței de intrare și respectiv de ieșire ale rețelei Wien. Se reprezintă de asemenea, în figura A. 16.2, b, modulul și faza funcției de transfer în gol, $\underline{F}_{W,\infty}$, în funcție de frecvență.

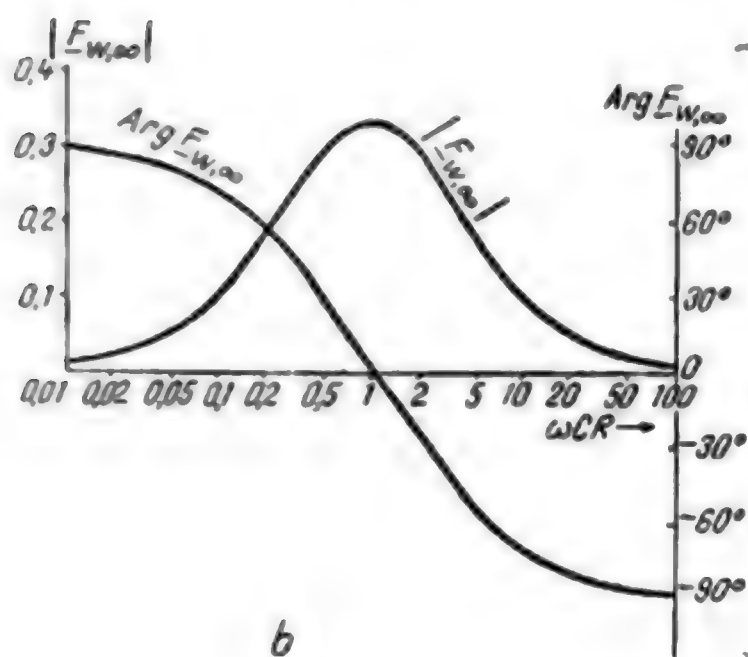
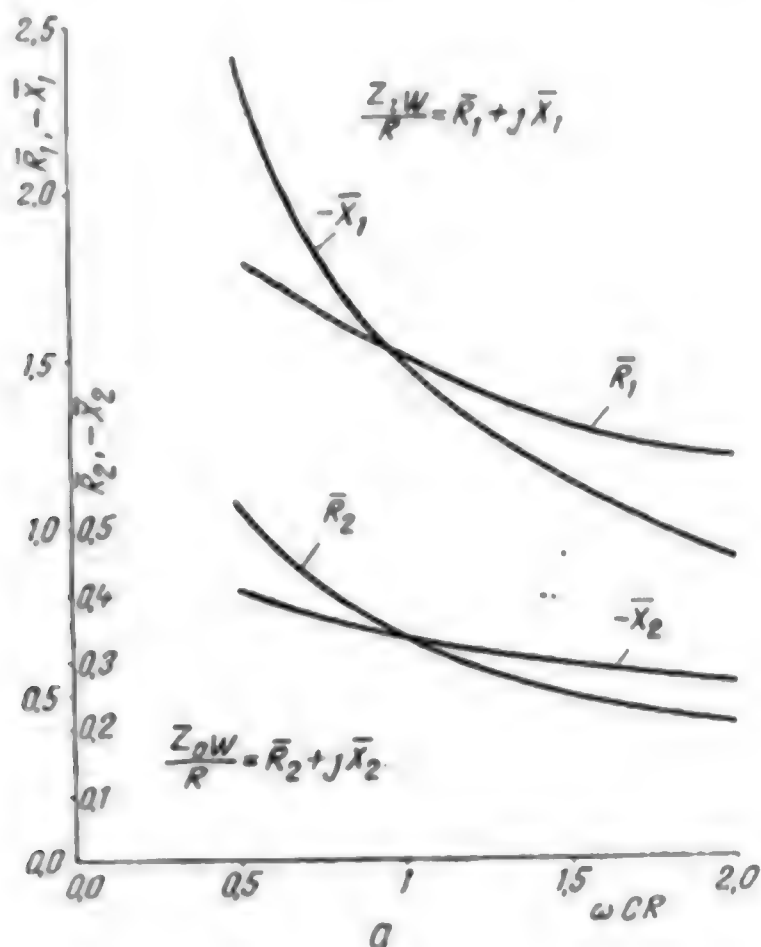


Fig. A. 16.2

OSCILATOARE CU REȚEA DUBLU T MODIFICATĂ ȘI AMPLIFICATOR DE CURENT

● Rețeaua dublu T modificată apare în figura A.16.3, iar funcția sa de transfer în curent este de forma:

$$\underline{K}(j\omega) = \frac{I_{2T}}{I_{1T}} = K(j\bar{\omega}; k), \quad \bar{\omega} = \omega CR. \quad (\text{A.16.9})$$

$|K(j\bar{\omega})|$ are un maxim pentru $\omega = \omega_0 = \frac{1}{CR}$. Acesta este o valoare reală, pozitivă:

$$\underline{K}(j\omega_0) = \frac{k(2+k)}{2+k+k^2} = \varphi(k) > 0. \quad (\text{A.16.10})$$

Pentru

$$k = k_{opt} = 2(1 + \sqrt{2}) = 4,824 \approx 5 \quad (\text{A.16.11})$$

$\varphi(k)$ are valoare maximă, și anume

$$\underline{K}(j\omega_0)_{k=k_{opt}} = \varphi(k_{opt}) = 1,094 > 1. \quad (\text{A.16.12})$$

Se constată că în cazul de mai sus rețeaua nu atenuează curentul, ci dimpotrivă, îl amplifică cu un factor ușor supraunitar. De aici apare ideea de a folosi ca amplificator un tranzistor în conexiunea BC, tranzistor care are o impedanță de intrare mică și o impedanță de ieșire mare, dar o amplificare în curent ușor subunitară.

● Schema de curent alternativ a unui asemenea oscilator este reprezentată în figura A.16.4.

Condiția Barkhausen (amplificare în curent unitară pe bucla de reacție pozitivă) se scrie

$$\frac{h_{fe}}{h_{fe} + 1} \underline{K}(j\omega) = 1. \quad (\text{A.16.13})$$

Frecvența de oscilație va

$$f_{osc} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (\text{A.16.14})$$

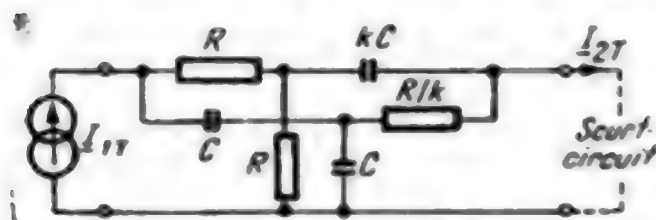


Fig. A. 16.3

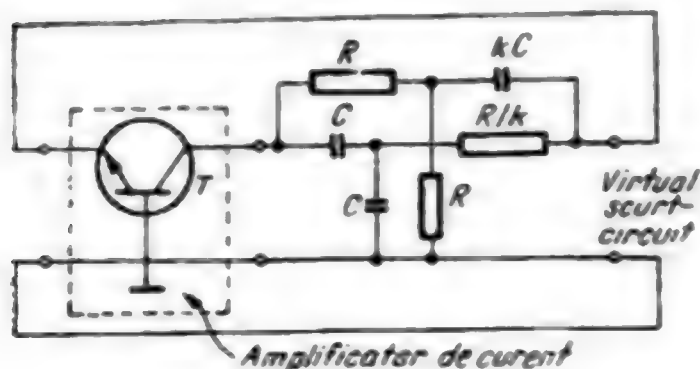


Fig. A. 16.4

În timp ce condiția de amorsare devine

$$k_{\beta} > h_{fe, \alpha}, \quad h_{fe, \alpha} \quad \varphi(k) = h_{fe, \alpha} + 1 \quad (\text{A.16.15})$$

$$h_{fe} > h_{fe, \alpha} = \frac{2 + k + k^2}{k - 2} \quad (\text{A.16.16})$$

și oscilatorul nu poate funcționa decât pentru $k > 2$. Desigur, valoarea minimă a lui $h_{fe, \alpha}$ se va obține pentru $k = k_{opt}$ determinat de relația (A.16.11). Găsim

$$(h_{fe, \alpha})_{min} = h_{fe, \alpha}(k_{opt}) = 10,66. \quad (\text{A.16.17})$$

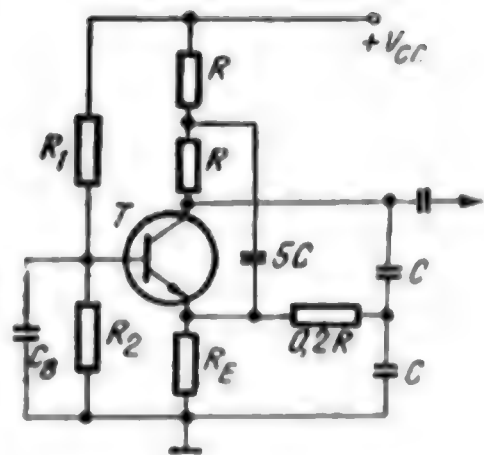


Fig. A. 16.5

○ **Observație.** Rezultatele de mai sus se modifică sensibil dacă rezistența de intrare a amplificatorului de curent nu se poate neglija.

● Figura A.16.5 reprezintă o schemă completă. Tranzistorul are baza la masă (capacitatea C_b este un scurtcircuit). Sarcina se conectează în colector. Amplitudinea oscilațiilor se limitează pe scara neliniarității caracteristicilor tranzistorului.

Am menționat selectivitatea mai bună a rețelei dublu T. Dezavantajul acestui circuit constă în faptul că reglajul frecvenței este foarte dificil. Se poate asigura o variație continuă într-o gamă restrinsă înlocuind divizorul din colector (fig. A.16.5) cu un potențiometr (capacitatea $5C$ se conectează la cursor).

ANEXA 16.3

LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE ÎN OSCILATOARELE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

● Curentul de colector depinde de tensiunea bază-emitor după legea exponențială

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{q v_{BE}(t)}{kT}, \quad (\text{A.16.18})$$

unde se presupune

$$v_{BE}(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t \quad (\text{A.16.19})$$

și obținem

$$i_C(t) = I_{ES} \frac{\exp(x \cos \omega t)}{\exp x}. \quad (\text{A.16.20})$$

Panta normală în funcție de amplitudinea normală ($kT/q = 0,026$ V la temperatura camerei)

$x = \frac{qV_1}{kT}$	$\frac{G_m}{I_m}$	x	$\frac{G_m}{I_m}$	x	$\frac{G_m}{I_m}$
0,0	1,0	3,0	0,540	8,0	0,234
0,2	0,995	4,0	0,432	9,0	0,210
0,5	0,970	5,0	0,357	10,00	0,190
1,0	0,893	6,0	0,304	15,0	0,129
2,0	0,693	7,0	0,246	20,0	0,0975

Tabelul A.16.1 dă valori ale funcției $\varphi(x)$ pentru anumite valori ale lui x . Reprezentarea grafică apare în figura 16.30.

Pentru semnale mari, cînd $x \rightarrow \infty$ ($x \gg 1$) se obține

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{2I_1(x)}{I_0(x)} \Big|_{x \rightarrow \infty} \quad (\text{A.16.29})$$

și amplitudinea fundamentalei se limitează la o valoare egală cu $2I_{C0}$.

În figura A.16.6 se reprezintă, folosind relația (A.16.20), variația în timp a curentului de colector pentru cîteva valori ale lui x . Se constată că pentru x mare în comparație cu unitatea curentul curge sub formă de impulsuri.

Riguros vorbind, în cadrul matematic folosit aici $i_C(t)$ nu se anulează niciodată. Pentru scopuri practice putem defini un unghi de conducție, 2θ , considerînd, în mod cu totul arbitrar că tranzistorul este „blocat” dacă $i_C(t)$ scade sub 5% din valoarea sa maximă, I_M , adică

$$\frac{i_C(t)}{I_M} = \frac{\exp(x \cos \theta)}{\exp x} = 0,05, \quad (\text{A.16.30})$$

de unde

$$\theta = \arccos \left(1 + \frac{\ln 0,05}{x} \right) \cong \arccos \left(1 - \frac{3}{x} \right). \quad (\text{A.16.31})$$

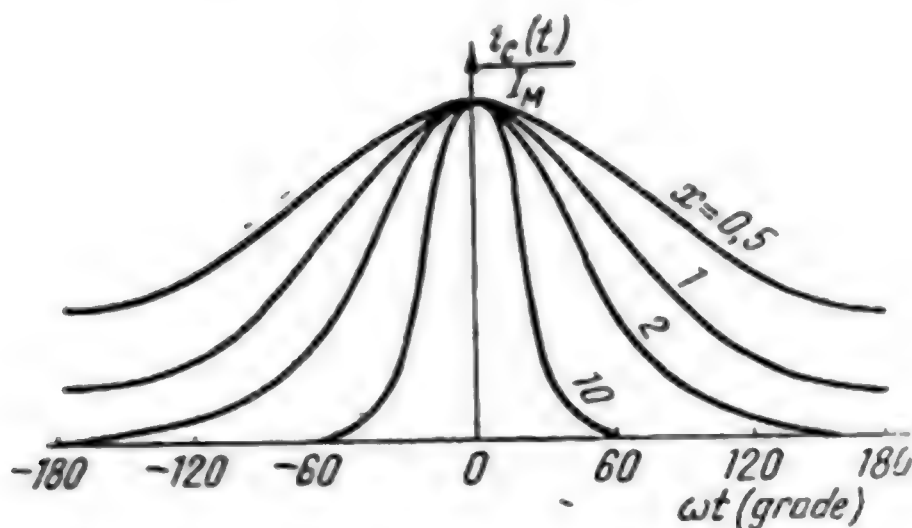


Fig. A. 16.6

unde

$$I_M = I_{ES} \exp \frac{qV_0}{kT} \exp x, \quad x = \frac{qV_1}{kT} \quad (\text{A.16.21})$$

(I_M este valoarea maximă a lui $i_c(t)$, obținută pentru $t = 0$). Evident, $i_c(t)$ este o funcție periodică de perioadă $T = 2\pi/\omega$ și poate fi dezvoltată în serie Fourier. Deoarece $i_c(t)$ este o funcție pară, se poate scrie:

$$i_c(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos n\omega t, \quad (\text{A.16.22})$$

unde coeficienții Fourier se determină după cum urmează:

$$C_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i_c(t) dt = \frac{I_M}{\exp x} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp (x \cos \theta) d\theta \right] = \frac{I_M}{\exp x} I_0(x) = I_{C0}, \quad (\text{A.16.23})$$

în care $I_0(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin zero și argument x , iar I_{C0} este curentul mediu de colector, *impus de circuit* în mod independent de V_1 . Similar

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{2I_M}{\exp x} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \exp (x \cos \theta) \cos n \theta d\theta \right] = \\ &= \frac{2I_M}{\exp x} I_n(x); \quad n = 1, 2, 3, \dots, \end{aligned} \quad (\text{A.16.24})$$

unde $I_n(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin n și argument x . Ca urmare:

$$i_c(t) = I_{C0} \cdot \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_n(x)}{I_0(x)} \cos n\omega t \right], \quad (\text{A.16.25})$$

ceea ce ne permite să evaluăm amplitudinea fiecărei componente a lui $i_c(t)$ pentru un $x = \text{dat}$ ($V_1 = \text{dat}$).

Cazul limită al semnalelor mici se obține pentru $x \rightarrow 0$. Se poate arăta

$$I_0(x) \rightarrow 1, \quad I_1(x) \rightarrow \frac{x}{2}, \quad I_n(x) \rightarrow 0 \quad (n = 2, 3, 4 \dots) \quad (\text{A.16.26})$$

(s-au neglijat mărimile mici de ordinul al doilea), astfel încît

$$i_c(t) \cong I_{C0}(1 + x \cos \omega t) = I_{C0} + g_m V_1 \cos \omega t, \quad (\text{A.16.27})$$

unde $g_m = q I_{C0}/kT$ este panta de semnal mic. Acesta este exact rezultatul așteptat la semnale mici ($x \ll 1$, $V_1 \ll kT/q$).

În text (§16.5.1) s-a arătat modul cum se definește panta echivalentă pentru fundamentală curentului, $G_m = G_m(x)$. Se obține

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2I_1(x)}{xI_0(x)} = \varphi(x). \quad (\text{A.16.28})$$

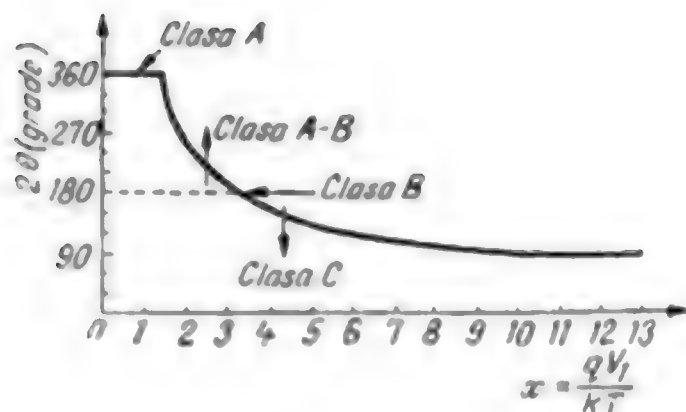


Fig. A. 16.7

Unghiul de conducție depinde numai de semnalul normalizat x și este reprezentat în figura A.16.7. Transiția de la clasa A la clasa A-B are loc pentru $x = 1,5$ ($\theta = 180^\circ$). Funcționarea în clasă B corespunde lui $x = 3$ ($\theta = 90^\circ$). Pentru $x > 3$ se obține o funcționare în clasă C.

● În figura 16.31 s-a arătat că tensiunea medie bază-emitor, V_0 , scade cu creșterea amplitudinii semnalului. Pentru a determina mărimea acestei scăderi plecăm de la relația

$$i_c(t) = I_{ES} \exp \frac{2V_0}{kT} \exp (x \cos \omega t), \quad (\text{A.16.32})$$

unde $V_0 = V_{BE}(I_{C0}, V_1)$. Notind tensiunea bază-emitor în absența semnalului cu

$$V_{BE0} = V_{BE}|_{V_1 \rightarrow 0} = V_{BE}(I_{C0}), \quad (\text{A.16.33})$$

observăm că

$$I_{C0} = I_{ES} \exp \frac{qV_{BE0}}{kT} \quad (\text{A.16.34})$$

(relație care corespunde punctului static de funcționare, pe caracteristica de transfer exponențială). La un semnal oarecare $V_1 \neq 0$, obținem $(V_{BE})_{\text{mediu}} = V_0$ din relația (A.16.32), particularizind pentru $t = 0$

$$I_M = I_{ES} \exp \frac{qV_0}{kT} \exp x. \quad (\text{A.16.35})$$

Tabloul A.16.2

Funcția în $I_0(x)$

$x = \frac{qV_1}{kT}$	0	0,5	1	2	5	10	20
$\frac{q\Delta V_{BE}}{kT} = \ln I_{01} I_1$	0	0,062	0,236	0,823	3,3	7,93	17,6

Din relațiile (A.16.33), (A.16.34) și (A.16.35) rezultă:

$$I_{co} = \frac{I_0(x)}{\exp x} I_M = I_{ES} I_0(x) \exp \frac{qV_0}{kT} = I_{ES} \exp \frac{qV_{BE0}}{kT}. \quad (\text{A.16.36})$$

Mărimea scăderii tensiunii medii bază-emitor este deci

$$\Delta V_{BE} = V_{BE0} - V_0 = \frac{kT}{q} \ln I_0(x) \quad (\text{A.16.37})$$

și unele valori numerice apar în tabelul A.16.2.

De exemplu, pentru $x = 10$ (funcționare adânc în clasă C, cu $\theta \approx 45^\circ$) găsim $\Delta V_{BE} = -0,026 \cdot 7,93 \approx -0,2$ V, deci o deplasare apreciabilă a punctului mediu de funcționare în sensul închiderii tranzistorului.

ANEXA 16.4

PROPRIETĂȚI ALE CIRCUITELOR REZONANTE LC

● Figura A.16.8 arată un circuit serie RLC comandat de un generator ideal de tensiune, \underline{V}_g . Curentul prin circuit

$$\underline{I} = \frac{\underline{V}_g}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_g}{R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} \quad (\text{A.16.38})$$

are valoarea maximă

$$I_r = \frac{V_g}{R} \quad (\text{A.16.39})$$

la frecvența de rezonanță

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (\text{A.16.40})$$

La o frecvență oarecare, modulul curentului și unghiul de defazaj, φ , al curentului față de tensiunea aplicată, \underline{V}_g , sînt date de

$$\left| \frac{\underline{I}}{I_r} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}}, \quad \varphi = -\arctg \xi, \quad (\text{A.16.41})$$

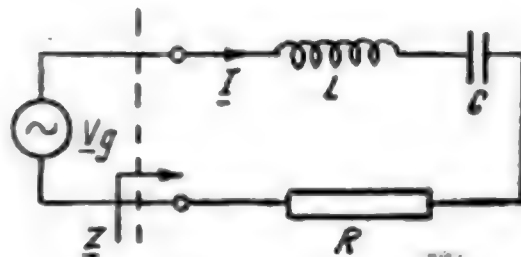


Fig. A. 16.8

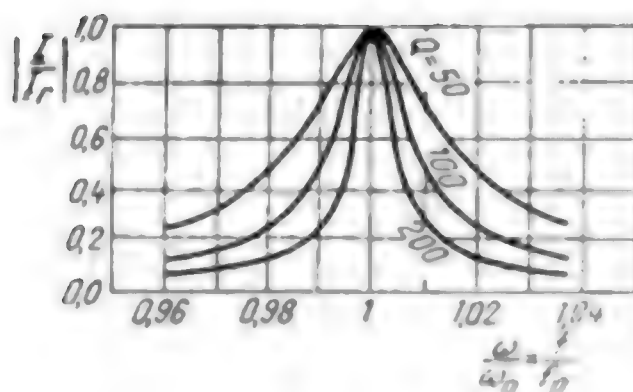


Fig. A. 16.9

unde

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{X}{R} = \frac{1}{R} \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = \\ &= Q \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)\end{aligned}\quad (\text{A.16.42})$$

este un dezacord generalizat, iar

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R} \quad (\text{A.16.43})$$

este *factorul de calitate* al circuitului.

Figura A.16.9 arată exemple de *curbe de rezonanță*. Circuitul este cu atît mai selectiv cu cît factorul de calitate al acestuia este mai mare. *Banda* circuitului se definește ca domeniul de frecvențe în care $|I| \geq |I_r|/\sqrt{2} \approx 0,707|I_r|$. Ținînd seama că, pentru f apropiat de f_0 , din relația (A.16.42) rezultă

$$\xi \approx \frac{2Q}{f_0} (f - f_0), \quad (\text{A.16.44})$$

se găsește ușor relația

$$B = f|_{\xi=1} - f|_{\xi=-1} = \frac{f_0}{Q} \quad (\text{A.16.45})$$

[deci *banda este invers proporțională cu factorul de calitate*).

● **Circuitul derivație RLC** din figura A.16.10, *a* este *dualul* circuitului serie. Rezultatele de mai sus se transpun pentru circuitul derivație schimbînd între ele: tensiunea cu curentul, C cu L , rezistența cu conductanța. La frecvența $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ *admitanța* circuitului

$$Y = \frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \quad (\text{A.16.46})$$

este *minimă* și egală cu $1/R$.

De regulă, pierderile circuitului apar datorită rezistenței bobinei și reprezentarea cea mai firească este cea din figura A.16.10, *b* (L , R_L și C sînt independente de frecvență).

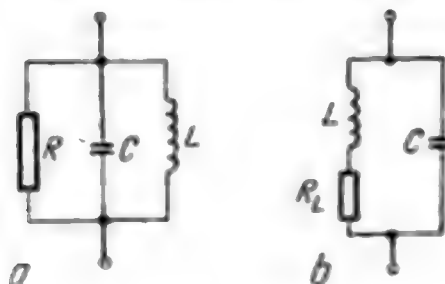


Fig. A. 16.10

Expresia exactă a frecvenței de rezonanță), definită prin condiția ca *admitanța* (sau *impedanța*) circuitului să fie un număr real, este

$$f'_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \sqrt{1 - R_L^2 \frac{C}{L}} = \frac{\omega'_0}{2\pi} \quad (\text{A.16.47})$$

și în multe cazuri practice se poate aproxima

$$f_0' \approx f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (\text{A.16.48})$$

(se presupune că pierderile sînt reduse, ceea ce corespunde unui factor de calitate $Q \gg 1$). Putem scrie

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_L} = \frac{1}{\omega_0 C R_L}, \quad (\text{A.16.49})$$

iar impedanța la rezonanță este

$$Z_0 = \frac{\omega_0^2 L^2}{R_L} = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 R_L} = Q L \omega_0 = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{L}{C R_L}. \quad (\text{A.16.50})$$

Banda circuitului se definește prin condiția ca modulul tensiunii să nu scadă sub 0,707 din valoarea de la rezonanță (maximă). Aceeași condiție este valabilă pentru impedanță, deoarece circuitul se presupune a fi excitat cu un generator ideal de curent. Se găsește și aici

$$B \approx \frac{f_0}{Q}. \quad (\text{A.16.51})$$

La rezonanță, curenții prin ramuri sînt de Q ori mai mari ($Q \gg 1$) decît curentul care trece prin întregul circuit:

$$\left. \frac{I_C}{I} \right|_{\omega \approx \omega_0} = \left. \frac{V_C C \omega}{I} \right|_{\omega \approx \omega_0} = \frac{L}{C R_L} C \omega_0 = \frac{\omega_0 L}{R_L} = Q, \quad (\text{A.16.52})$$

unde I este curentul care excită circuitul.

În anumite cazuri prezintă interes variația defazajului cu frecvența. Pentru circuitul din figura A.16.10, b obținem admitanța

$$\begin{aligned} \underline{Y} &= j\omega C + \frac{1}{R_L + j\omega L} = \frac{1 - \omega^2 LC + jR_L \omega C}{R_L + j\omega L} = \\ &= G + jB \end{aligned} \quad (\text{A.16.53})$$

și definim defazajul între curent și tensiune

$$\begin{aligned} \varphi &= \arctg \frac{B}{G} = \arctg \frac{\omega L \left(1 - \omega^2 LC - R_L^2 \frac{C}{L} \right)}{R_L} \approx \\ &\approx \arctg \frac{\omega L}{R_L} (1 - \omega^2 LC) = \arctg \left[\frac{\omega}{\omega_0} Q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.16.54})$$

Se obține, pentru $\omega \approx \omega_0$ și $Q \gg 1$

$$\left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega \approx \omega_0} = \frac{d}{d\omega} (\arctg y) = \frac{1}{1 + y^2} \cdot \frac{dy}{d\omega}, \quad (\text{A.16.55})$$

unde

$$y = \frac{\omega}{\omega_0} Q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right), \quad \frac{dy}{d\omega} = \frac{Q}{\omega_0} \left(1 - \frac{3\omega^2}{\omega_0^2} \right). \quad (\text{A.16.56})$$

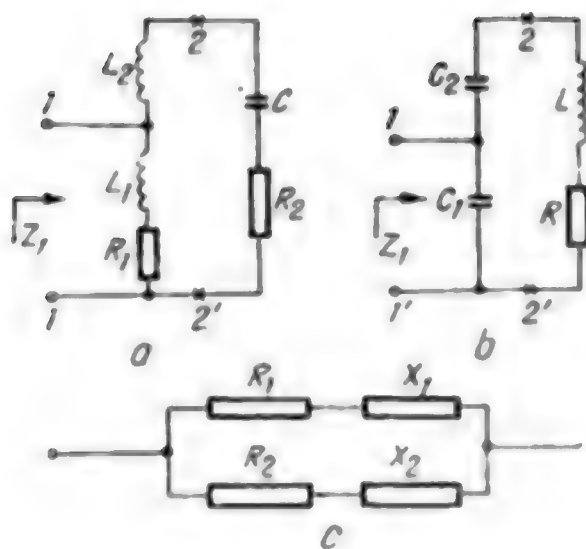


Fig. A. 16.11

deci

$$\left| \frac{d\varphi}{d\omega} \right| \approx \frac{2Q}{\omega_0}, \quad (\text{A.16.57})$$

relație folosită în text.

● În numeroase aplicații, inclusiv în oscilatoare, se întâlnesc circuite cu priză pe bobină (fig. A.16.11, a) sau cu divizor capacitiv (fig. A.16.11, b).

Pentru circuitul cu priză pe bobină din figura A.16.11, a, frecvența de rezonanță este

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL_s}}, \quad L_s = L_1 + L_2, \quad (\text{A.16.58})$$

iar factorul de calitate

$$Q = \frac{\omega_0 L_s}{R_s}, \quad R_s = R_1 + R_2. \quad (\text{A.16.59})$$

Impedanța la bornele 2,2' este

$$\underline{Z}_2 = (\omega_0 L_s)Q = \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s} = \frac{L_s}{CR_s}, \quad (\text{A.16.60})$$

în timp ce impedanța văzută la bornele 1,1' este

$$\underline{Z}_1 = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_s} = \frac{\left(\omega_0 L_s - \frac{1}{\omega_0 C} \right)^2}{R_s}. \quad (\text{A.16.61})$$

Relația (A.16.61) se deduce avînd în vedere că pentru un circuit derivativ ca cel din figura A.16.11, c rezonanța are loc la $X_1 + X_2 = 0$ și, neglijînd efectul rezistențelor R_1 și R_2 :

$$\begin{aligned} \underline{Z} &= \frac{(R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2)}{R_1 + R_2 + j(X_1 + X_2)} \approx -\frac{X_1 X_2}{R_1 + R_2} = \\ &= \frac{X_1^2}{R_1 + R_2} = \frac{X_2^2}{R_1 + R_2}. \end{aligned} \quad (\text{A.16.62})$$

Din relațiile (A.16.60) și (A.16.61) obținem

$$\underline{Z}_1 = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_s} \left(\frac{L_1}{L_1 + L_2} \right)^2 = n^2 \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_s} = n^2 Q L_s, \quad \omega_0 = n^2 \underline{Z}_2, \quad (\text{A.16.63})$$

unde

$$n = \frac{L_1}{L_s} = \frac{L_1}{L_1 + L_2} < 1. \quad (\text{A.16.64})$$

Putem afirma că circuitul cu priză lucrează ca un *transformator de impedanță*, cu raportul de transformare n .

Adesea, între cele două bobine din circuitul A.16.11, a există un cuplaj mutual, M , așa cum se arată în figura A.16.12, a. Calculele arată că circuitul poate fi echivalat cu cel din figura A.16.12, b, unde reactanța $-\omega M$ este întotdeauna neglijabilă față de impedanța care o prezintă circuitul la bornele 3,3'. Ca urmare, se pot folosi formulele de mai înainte unde L_1 trebuie înlocuit cu $L_1 + M$, iar L_2 cu $L_2 + M$. Notăm

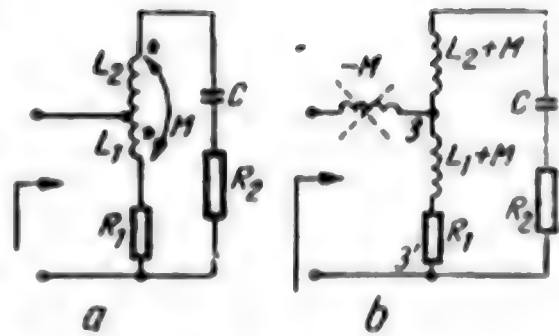


Fig. A. 16.12

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M; \quad n = \frac{L_1 + M}{L_s} \quad (\text{A.16.65})$$

și avem din nou

$$\underline{Z}_1 = n^2 Q L_s, \quad \omega_0 = n^2 Q R_s. \quad (\text{A.16.66})$$

Pentru circuitul cu divizor capacitiv din figura A.16.11, b se poate scrie

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{\omega_0^2 C_1^2 R} = \frac{\left(\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C_3} \right)^2}{R}, \quad (\text{A.16.67})$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_1}}, \quad C_1 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}; \quad (\text{A.16.68})$$

$$\underline{Z}_1 = \frac{n^2}{\omega_0^2 C_1^2 R} = n^2 Q L \omega_0 = n^2 \underline{Z}_s, \quad \underline{Z}_s = \frac{L}{C_1 R}. \quad (\text{A.16.69})$$

Considerăm un circuit rezonant „în trei puncte” ca cel din figura A.16.13, unde interesează semnalul și caracteristica de frecvență corespunzătoare punctelor 2,2' atunci când sunt cunoscute proprietățile circuitului la bornele 1,1'. Se poate arăta ușor că, atunci când se neglijează rezistențele serie, aplicând regula divizorului de tensiune se obține la bornele 2,2' o caracteristică de frecvență de aceeași formă, și anume

$$\frac{\underline{V}'}{\underline{V}_0} = \frac{1}{1 + j\xi}, \quad \eta = \frac{2Q}{f_0} (f - f_0) \quad (\text{A.16.70})$$

unde Q este factorul de calitate al circuitului, avînd de pildă expresia (A.16.59), pentru circuitul din figura A.16.11, a.

O problemă importantă este aceea a rezistenței interne finite, R_g , a generatorului de curent care excită circuitul rezonant. Să presupunem că generatorul este aplicat la bornele 1,1', adică în paralel pe reactanța X_1 , în fi-

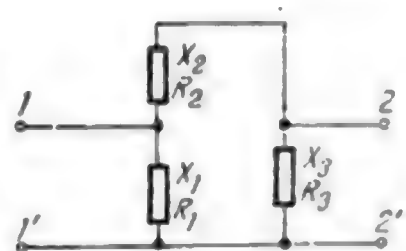


Fig. A. 16.13

gura A.16.13. O transfigurare paralel va arăta că rezistența R_1 trebuie înlocuită cu

$$R'_1 = R_1 + \frac{X_1^2}{R_2} \quad (\text{A.16.71})$$

Factorul de calitate va trebui și el corectat în consecință. De exemplu, pentru circuitul cu priză pe bobină din figura A.16.11, *b*, vom găsi

$$Q^* = \frac{\omega_0(L_1 + L_2)}{R_1 + R_2 + \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_2}} = \frac{Q}{1 + \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_2(R_1 + R_2)}}, \quad (\text{A.16.72})$$

unde Q este factorul de calitate propriu al circuitului (A.16.52). Se observă că micșorarea selectivității circuitului este cu atât mai importantă cu cât:

- rezistența R_2 este mai mică;
- reactanța $X_1 = \omega_0 L_1$ este mai mare.

Din cele de mai sus rezultă că pentru ca generatorul de semnal să nu „încarce” prea mult circuitul rezonant prin impedanța sa internă, este de dorit ca el să fie conectat printr-o priză care să cuprindă numai o parte a bobinei circuitului.

○ Notă. Efectul de amortizare pe care îl produce o rezistență de sarcină conectată din exterior poate fi tratat absolut similar. Și aici se recomandă cuplarea sarcinii printr-o priză atunci cînd se poate tolera scăderea amplitudinii datorită divizării.

ANEXA 17.1

TEORIA DETECTORULUI DE VÂRF

Se va analiza funcționarea schemei din figura A.17.1, *a*. Caracteristica diodei se aproximează ca în figura A.17.1, *b*. Rezistența diodei deschise se notează cu R_d . Analiza funcționării circuitului (care este de fapt un redresor monoalternanță, cu filtru capacitativ) se face cu referire la figura

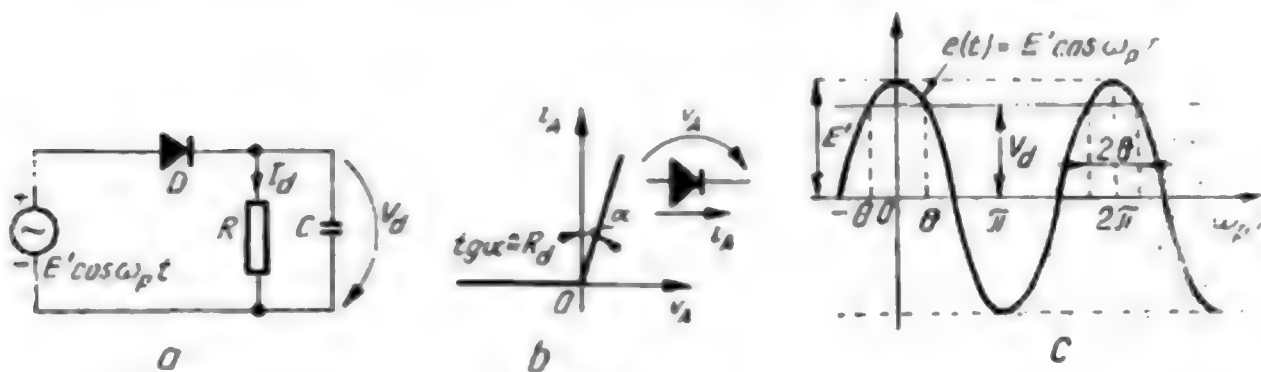


Fig. A. 17.1

A.17.1, c. Se redresează semnalul $E' \cos \omega_p t$ (ignorăm pentru moment variația lentă în timp a lui E'). Se admite C foarte mare (a se vedea relația 17.91), astfel că tensiunea detectată V_d la bornele condensatorului C este practic constantă (cu pulsații practic neglijabile). În aceste condiții, C este încărcat aproape la valoarea de vîrf (din nou relația 17.91) și calculele care urmează sînt valabile numai pentru θ (semiunghiul de conducție din figura A.17.1, c) foarte mic.

● **Parametrii detectorului.** Prin diodă trece curenul detectat (echivalent curenul continuu din teoria redresării)

$$I_d = \frac{1}{T} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e(t) - V_d}{R_d} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{+\theta} \frac{e(t) - V_d}{R_d} d\theta =$$

$$= \frac{E'}{\pi R_d} \int_0^{\theta} (\cos \omega_p t - \cos \theta) d(\omega_p t) = \frac{E'}{\pi R_d} (\sin \theta - \theta \cos \theta)$$
(A.17.1)

iar tensiunea detectată este:

$$V_d = R I_d = E' \cos \theta$$
(A.17.2)

(fig. A.17.1). Din ultimele două relații rezultă

$$\frac{R_d}{R} = \frac{1}{\pi} (\theta - \cos \theta \sin \theta).$$
(A.17.3)

Se poate defini o **eficiență a detecției**

$$\eta_d = \frac{V_d(t)}{E'(t)} = \cos \theta,$$
(A.17.4)

care depinde de raportul R_d/R prin intermediul lui θ , conform relației (A.17.3).

Un alt parametru important al detectorului este **rezistența de intrare**, R_i . Aceasta se poate calcula pe bază energetică, conform relației

$$P_i = \frac{(E')^2}{2R_i},$$
(A.17.5)

unde P_i este puterea absorbită la intrarea circuitului, calculată ca medie a puterii instantanee pe o perioadă de înaltă frecvență:

$$P_i = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e(t) i_d(t) d(\omega_p t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{+\theta} \frac{E' \cos \omega_p t (E' \cos \omega_p t - V_d)}{R_d} d(\omega_p t) =$$

$$= \frac{(E')^2}{2\pi R_d} (\theta - \sin \theta \cos \theta),$$
(A.17.6)

astfel încît

$$R_i = \frac{R_d}{\theta - \sin \theta \cos \theta}$$
(A.17.7)

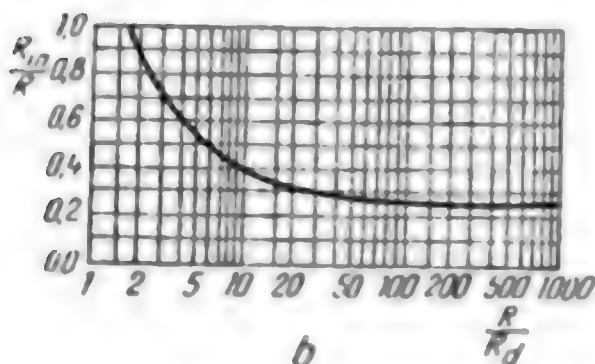
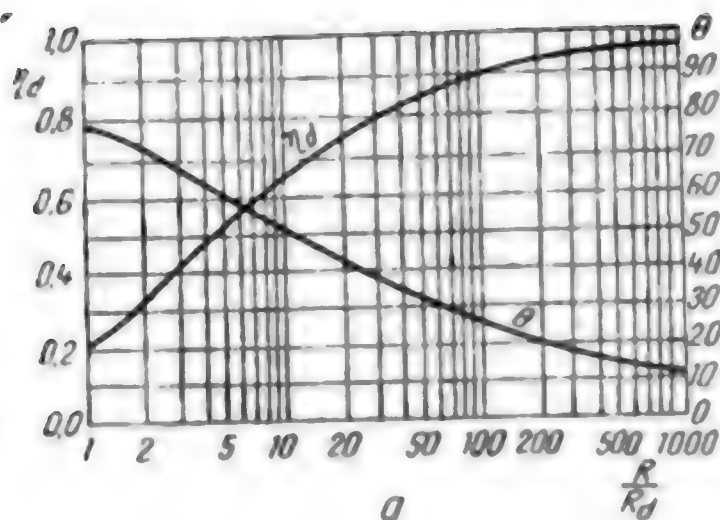


Fig. A. 17.2

sunt ilustrate în figura A.17.3. S-a arătat mai înainte cum, în intervalele cînd tensiunea pe condensator, $V_d(t)$, este mai mică decît tensiunea la intrarea detectorului, $e(t)$, dioda este deschisă și condensatorul C se descarcă lent (cu constanta de timp RC) prin rezistența R . Pe figura A.17.3 se observă cum, la un moment dat, atunci cînd descărcarea condensatorului are loc mai lent decît scăderea anvelopei, $V_d(t)$ nu mai urmărește anvelopa (ceea ce constituie o distorsiune). Intuitiv, pentru o constantă de timp RC dată distorsiunile apar dacă semnalul modulat variază rapid în amplitudine, adică dacă ω_m este mare și/sau gradul de modulație m este mare.

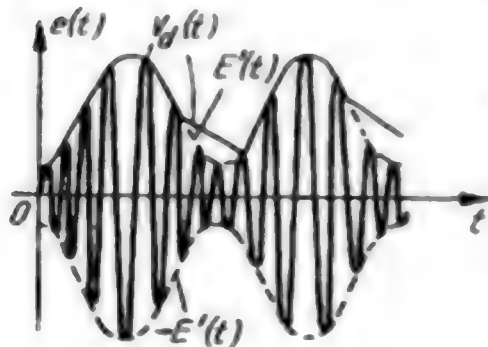


Fig. A. 17.3

și, folosind relația (A.17.1.)

$$\frac{R_i}{R} = \frac{\lg 0 - \theta}{0 - \sin \theta \cos \theta} \quad (\text{A.17.8})$$

Pentru θ foarte mic ($R \gg R_d$)

$$R_i \Big|_{\theta \rightarrow 0} = \frac{R}{2} \quad (\text{A.17.9})$$

$\frac{R}{2}$ = valoare minimă.

Figura A.17.2 reprezintă R_i și R , în funcție de R/R_d .

○ Subliniem faptul că aceste rezultate sînt valabile numai în cazul limită al unei constante de timp foarte mari (v. relația 17.91).

● Există o limitare superioară pentru constanta de timp RC , determinată de apariția distorsiunilor de neurmărire. Acestea

Condiția matematică pentru evitarea distorsiunilor de neurmărire se scrie astfel. Viteza de scădere a anvelopei, $E'(t)$, trebuie să fie mai mică decît viteza de descărcare a condensatorului. Viteza de scădere a anvelopei

$$E'(t) = E(1 + m \cos \omega t) \quad (\text{A.17.10})$$

este

$$-\frac{dE'}{dt} = E m \omega \sin \omega t. \quad (\text{A.17.11})$$

Condensatorul C se descarcă de la o tensiune E' :

$$V_d(t) = E' \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (\text{A.17.12})$$

astfel încît

$$-\frac{dV_d}{dt} = \frac{E'}{RC} \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) = \frac{V_d(t)}{RC}. \quad (\text{A.17.13})$$

Aproximînd $V_d(t) \cong E'(t)$, relația precedentă devine

$$-\frac{dV_d}{dt} = \frac{E(1 + m \cos \omega t)}{RC}. \quad (\text{A.17.14})$$

Condiția de evitare a distorsiunilor este

$$-\frac{dE'}{dt} < -\frac{dV_d}{dt} \quad (\text{A.17.15})$$

și, ținînd seama de relațiile (A.17.11) și (A.17.14), obținem

$$RC < \frac{1 + m \cos \omega t}{m \omega \sin \omega t} = \varphi(t). \quad (\text{A.17.16})$$

Trebuie luată în considerare situația cea mai nefavorabilă, adică momentul $t = t_1$ pentru care $\varphi(t)$ este minim.

Din condiția

$$\left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=t_1} = 0 \quad (\text{A.17.17})$$

găsim

$$\sin \omega t_1 = \sqrt{1 - m^2}, \quad (\text{A.17.18})$$

de unde rezultă

$$RC \leq \varphi(t_1) = \frac{\sqrt{1 - m^2}}{m\omega} \quad (\text{A.17.19})$$

sau

$$\omega RC \leq \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} \quad (\text{A.17.20})$$

(unde $\omega = \omega_M$ = frecvența maximă din spectrul semnalului $f(t)$).

Din relația (A.17.20) rezultă limita superioară a constantei de timp RC , dictată de evitarea distorsiunilor de neurmărire. Această limită este cu atît mai coborîtă cu cît ω_M (frecvența maximă din spectrul semnalului modulator) este mai mare și cu cît m este mai mare, așa cum s-a anticipat mai sus.

Este interesant de observat că $m=1$ face inevitabilă apariția distorsiunilor de neurmărire.

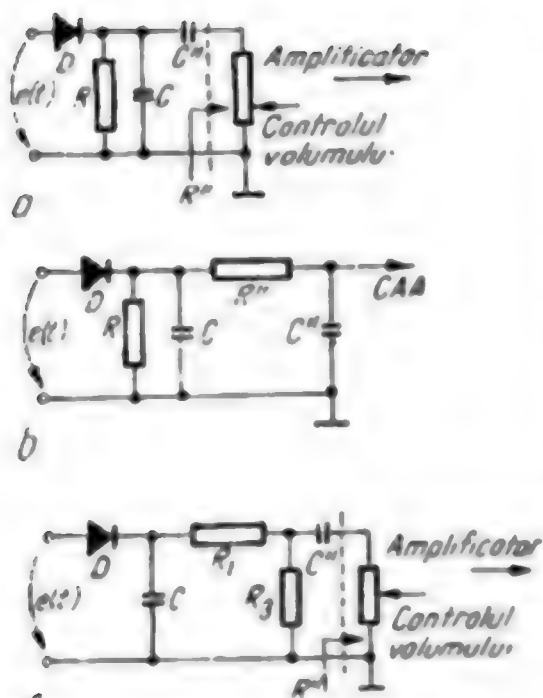


Fig. A. 17.4

● Distorsiuni determinate de limitarea inferioară a semnalului. O altă sursă de distorsiuni o reprezintă sarcina pe care lucrează detectorul. Ieșirea detectorului poate fi cuplată printr-un condensator (care blochează componenta continuă) la un amplificator (fig. A.17.4, a) sau printr-un filtru trece-jos (care nu păstrează decît componenta continuă, proporțională cu amplitudinea purtătoare la recepție) la un circuit de control automat al amplificării (fig. A.17.4, b). În ambele situații funcționarea detectorului la înaltă frecvență se modifică puțin dacă rezistența R'' este mai mare decît sau comparabilă cu R :

$$\eta_d = 1, R_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{RR''}{R + R''} \gg R'. \quad (\text{A.17.21})$$

Pentru semnalul demodulat, însă, modificarea este importantă deoarece circuitul prezintă la dreapta diodei D o impedanță în curent alternativ (frecvențe cuprinse între ω_m și ω_M , adică spectrul semnalului modulator $f(t)$)*

$$R_{ca} = \frac{RR''}{R + R''} < R = R_{cc} \quad (\text{A.17.22})$$

mai mică decît rezistența acestuia de curent continuu, $R_{cc} = R$. Cu alte cuvinte, sînt favorizați curenții alternativi de frecvență joasă, în comparație cu curentul continuu, ceea ce poate duce la *limitarea inferioară a semnalului*. Ignorînd pentru moment distorsiunile de urmărirea, evitarea distorsiunilor provocate de această limitare impune, după cum se poate verifica ușor, un *grad de modulație limită*

$$m_{max} = \frac{R_{ca}}{R_{cc}} = \frac{R''}{R + R''} < 1. \quad (\text{A.17.23})$$

Mărirea lui m_{max} nu se poate face prin reducerea lui R , deoarece se deteriorează eficiența detecției și începe să se facă simțită neliniaritatea diodei. Concomitent se reduce și selectivitatea etajului care atacă detectorul.

O variantă de cuplare a detectorului la amplificatorul de joasă frecvență este arătată în figura A.17.4, c. Aici $R_{ca} = R_1 + R_2$, $R_{cc} = R_1 + R_2 R_3 / (R_1 + R_3)$ și se poate calcula o valoare maximă a lui m

$$m_{max} = \frac{R_1 + R_2 R_3 / (R_1 + R_3)}{R_1 + R_2} = \left(1 + \frac{R_2^2}{R_1 R_3 + R_1 R_2 + R_2 R_3} \right)^{-1}, \quad (\text{A.17.24})$$

* Condensatorul C'' se alege astfel încît să se comporte ca un scurtcircuit la $\omega = \omega_m$ (ω minim).

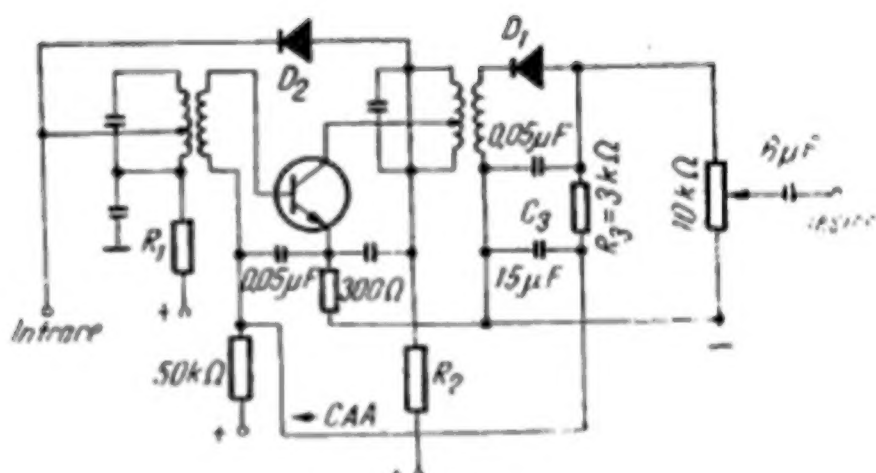


Fig. A. 17.5

care poate fi apropiată de unitate prin mărirea lui R_1 și micșorarea lui R_2 . Este necesară însă o amplificare suplimentară pentru a compensa atenuarea semnalului.

● Componenta continuă a semnalului demodulat poate fi folosită pentru **controlul automat al amplificării (CAA)**. Utilitatea unui circuit CAA într-un radioreceptor este aproape evidentă. Într-adevăr, nivelul semnalului la recepție variază de la o stație de emisie la alta și, pentru aceeași stație, variază cu condițiile de propagare. Funcționarea corectă a părții de audiofrecvență a receptorului necesită însă o limitare a amplitudinii semnalului, concomitent cu posibilitatea amplificării semnalelor mici.

● Problema se rezolvă prin **controlul automat al amplificării de radiofrecvență**, cu ajutorul unei tensiuni continue obținute de la detector.

În schema din figura A.17.5 această tensiune este separată prin filtrul trece-jos format din R_3 și C_3 ($\omega_m R_3 R_3 / 2\pi \gg 1$) și este folosită pentru reglajul curentului de emitor al tranzistorului. Cu creșterea amplitudinii semnalului de radiofrecvență această tensiune, negativă față de masă, crește în modul și curentul de emitor scade, ceea ce duce la scăderea lui h_{fe} și scăderea amplificării.

● Totuși CAA astfel implementat nu poate opera pe o plajă suficient de largă de intensități ale semnalului, deoarece polarizarea de curent continuu nu poate fi modificată în limite prea mari. O îmbunătățire a CAA se realizează folosind și un **control cu prag**, care să intre în acțiune, reducând amplificarea, numai după ce amplitudinea semnalului a devenit suficient de mare. În schema din figura A.17.5 acest lucru este realizat cu ajutorul diodei D_2 , care se deschide la nivel mare de semnal șuntând transformatorul de intrare. La nivel mic de semnal dioda D_2 este blocată de diferența între căderile de tensiune pe R_1 și R_2 .

Coli de tipar: 30.
Format: 16/70×100.
Bun de tipar: 10. XII. 1982.
Editia: 1982. Nr. de plan: 9305.



Întreprinderea Poligrafică Cluj
B-dul Lenin Nr. 146
Municipiul Cluj-Napoca
Republica Socialistă România
Comanda Nr. 366.

Lei 46